

---

UNIVERSITÉ DE PROVENCE (AIX-MARSEILLE I)  
ECOLE DOCTORALE PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIÈRE  
LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE DE MARSEILLE/OAMP

---

# THÈSE

*pour obtenir le grade de*

**Docteur de l'Université de Provence (Aix-Marseille I)**

Spécialité : *Rayonnement, Plasma et Astrophysique*

*présentée et soutenue publiquement par*

Claire MARTIN-ZAÏDI

Le Vendredi 4 Novembre 2005

## Étude dans l'ultraviolet lointain de la composante gazeuse de l'environnement circumstellaire des étoiles Ae/Be de Herbig

---

**L'hydrogène moléculaire**

### *Composition du Jury*

Lise DEHARVENG .....	Président
Ewine VAN DISHOECK .....	Rapporteur
Alfred VIDAL-MADJAR .....	Rapporteur
Anne DUTREY .....	Examineur
Magali DELEUIL .....	Directeur
Jean-Claude BOURET .....	Co-Directeur
Alain LECAVELIER DES ETANGS .....	Invité



*“Deux choses sont infinies :  
l’Univers et la bêtise humaine.  
Mais en ce qui concerne l’Univers,  
je n’en suis pas encore sûr”.*

Albert EINSTEIN.



# Remerciements

Voici venu le temps des remerciements... Epreuve difficile... Il ne faut oublier personne... Alors MERCI A TOUS! Cependant, je vais tout de même m'aventurer à remercier plus particulièrement quelques personnes...

Je tiens tout d'abord à remercier Magali Deleuil et Jean-Claude Bouret, pour tout ce qu'ils m'ont appris au cours de cette thèse. Ils m'ont évidemment apporté une aide indispensable à la réalisation de ces recherches. Magali et Jean-Claude ont réussi à me communiquer leur passion pour ce vaste sujet qu'est l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes. Je les remercie tout particulièrement de m'avoir accueillie si chaleureusement dans l'équipe. Leur disponibilité, leur sympathie, leur dynamisme, leur enthousiasme, et leur patience face à mon stress quotidien m'ont beaucoup touchée. Ces trois années et demie passées en leur compagnie ont été vraiment très agréables, tant sur le plan humain que professionnel. Une thèse entière ne serait pas suffisante pour leur dire à quel point je suis heureuse et fière d'avoir travaillé avec eux, alors merci encore à tous les deux.

Un merci particulier à Lise Deharveng, qui suit mon parcours depuis ma première année de DEUG, avec qui j'ai effectué mon stage de maîtrise, et qui a renforcé ma passion pour l'astrophysique. Je la remercie du fond du cœur d'avoir accepté d'être présidente de mon jury.

Merci à Ewine van Dishoeck et Alfred Vidal-Madjar d'avoir accepté la lourde charge d'être rapporteurs de cette thèse, une tâche qui n'est pas forcément aisée et qui demande un certain investissement.

Merci à Alfred pour les discussions que nous avons eu autour des articles, et d'avoir consacré du temps à ce travail, en cette période difficile.

This work has been written in the language of Moliere rather than in that of Shakespeare, as needed in the French Universities. I would like to acknowledge Ewine van Dishoeck to have reported this thesis. Thank you very much for the numerous discussions we had in different conferences, about my results.

Merci à Anne Dutrey et Alain Lecavelier des Etangs d'avoir accepté de faire partie de mon jury, pour leurs remarques et les discussions que nous avons eues.

Au cours de cette thèse, j'ai eu l'occasion de rencontrer et de travailler avec un certain nombre de personnes. Je voudrais les remercier tous ici. Tout d'abord un grand merci à Jacques Le Bourlot qui, un jour, a accepté mon invitation au LAM, et depuis m'a appris à me servir de son code de PDRs. Merci pour sa patience et sa disponibilité face à mes nombreuses interrogations et exigences. Merci également à Kees Dullemond de m'avoir donné accès à son modèle de disque, et pour les discussions que nous avons eues.

Merci à Ted Simon, David Hollenbach, Aki Roberge, Paul Feldman, Leonardo Testi, Cécile Gry, Edith Falgarone, Emilie Habart, Evelyne Roueff, Frank Le Petit, Martin Lemoine, Guillaume Hébrard, Annie Zavagno, pour leur aide et leurs remarques qui ont aidé à améliorer ce travail.

J'ai effectué ma thèse au sein de l'équipe POM au LAM, et je souhaite en remercier tous les membres pour leur sympathie. Un merci spécial à Claire Moutou, alias "La Femme du Boulanger", pour sa gentillesse, sa disponibilité, et pour les conseils précieux qu'elle a pu me donner au cours de ces trois années. Merci pour ses talents de sorcière ; la pommade magique a certainement fait effet, puisque j'en suis à écrire les remerciements, c'est que j'ai survécu au reste ! Merci à son mari, le Boulanger, pour nous avoir fourni en très bon pain ces derniers mois, et évité la famine en ces temps de rédaction !

Merci au personnel et à la direction du LAM, qui ont contribué au bon déroulement de cette thèse. Merci à Nataly Manzone, Dominique Maccari, Alain Barette, Jean-Antoine Bénédicti, Raphaël Oloron, et tous les autres, pour leur aide logistique.

Un grand merci aux "Boulets", aux jeunes (et moins jeunes) du LAM que je ne citerai pas tous ici. Un merci particulier à mes compagnons de galère : Sébastien Heinis, Baptiste Meneux, et Pascal Guterman, pour le soutien mutuel, les nombreuses discussions, et les essais que nous avons fait pour diminuer le stress commun... Merci à Olivier Ilbert, Fabien Saez, Sébastien Vives, Michaël Burtin, Guillaume Faury, Sébastien Lauger et tous les autres pour la bonne humeur au cours des repas et pauses café.

Merci à Thomas Fenouillet pour m'avoir sauvée de nombreuses fois du suicide face à une machine qui n'en faisait qu'à sa tête, et d'avoir sauvé la même machine d'une défenestration prématurée ! Merci également à Jean-Charles Meunier et Serge Bas pour leur aide informatique.

Merci aux diverses machines à café du laboratoire qui m'ont tout particulièrement soutenue et aidée pendant ces trois ans, et sans qui je n'aurais pas tenu le coup !

Ce travail n'aurait évidemment pas existé sans les personnes extérieures au laboratoire qui m'ont toujours soutenue et fait preuve de leur amitié.

Chose inhabituelle dans les remerciements, je vais commencer par présenter toutes mes excuses à Laurence, Nathan et Clothilde Bouret ainsi qu'à Gabriel et Ariane Deleuil, pour avoir monopolisé leur mari/papa/maman durant la rédaction de cette thèse ! Un merci particulier à Laurence Bouret qui a corrigé un certain nombre de fautes dans ce manuscrit.

Un immense merci à Valérie B., Alex, Sam, Patrick, Pierrot, Valérie N. et tous les autres pour leur amitié et leur soutien.

Je voudrais remercier de tout cœur ma mère, ma grand-mère, ma sœur et Valentin pour m'avoir encouragée, soutenue, et aidée tout au long de mes études. Un merci n'est

vraiment pas suffisant pour exprimer tout ce que j'ai à vous dire... Merci également à toute la famille qui est toujours présente, pour leur amour et leur confiance.

Enfin, un immense merci à mon époux, Shemssdin, pour son amour et sa patience. Il me supporte depuis 10 ans (ce qui n'est franchement pas facile), m'a toujours soutenue au cours de mes études, et me soutient encore en me suivant en post-doc. Je ne le remercierai jamais assez pour cela. Je lui dédie ce manuscrit, avec tout mon amour.





# Résumé

L'étude de l'hydrogène moléculaire est fondamentale pour une meilleure compréhension des mécanismes de formation stellaire et planétaire. En effet, le  $H_2$  est la molécule la plus abondante dans l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes, et permet donc d'estimer les quantités totales de gaz disponibles à chaque étape de l'évolution de la protoétoile vers la séquence principale. Dans ce contexte, j'ai mené une étude sur la composante gazeuse, et en particulier sur l'hydrogène moléculaire, dans l'environnement circumstellaire d'un échantillon d'étoiles pré-séquence principale, dites étoiles Ae/Be de Herbig, à différents stades de leur évolution vers la séquence principale.

A partir des spectres observés par le satellite *FUSE* dans l'ultraviolet lointain, j'ai mis en évidence plusieurs mécanismes d'excitation de l'hydrogène moléculaire qui sont clairement corrélés à la structure de l'environnement circumstellaire. En particulier, pour les étoiles de type Be, qui sont les plus jeunes de l'échantillon, les diagrammes d'excitation de l'hydrogène moléculaire circumstellaire peuvent être assez bien reproduits par un modèle de région de photodissociation. Mon analyse montre que ces étoiles sont entourées d'une enveloppe circumstellaire, reste du nuage dans lequel elles se sont formées. Les étoiles de type Ae/B9 de l'échantillon, connues pour être entourées de disques, forment un groupe plus hétérogène. Pour la plupart de ces étoiles, du fait des angles d'inclinaison, le gaz présent dans les disques est très rarement observé car la ligne de visée ne traverse pas les disques. Lorsque du  $H_2$  d'origine circumstellaire est observé, j'ai mis en évidence la présence d'un milieu chaud très proche de l'étoile, excité par collisions. En utilisant un modèle de disque ouvert et en supposant que la poussière et le gaz sont couplés, j'ai montré que le gaz chaud que l'on observe ne se situe pas dans le disque, mais peut avoir plusieurs origines. Le gaz chaud peut provenir d'une région chaude de type chromosphère étendue ou de la photoévaporation du disque.

Ces différences de structure dans l'environnement circumstellaire des étoiles de Herbig Ae et Be reflètent la différence d'évolution de ces deux groupes d'étoiles. En effet, cette structuration différente du milieu circumstellaire peut être expliquée par une évolution plus rapide des étoiles de Herbig de type Be qui sont associées à de plus forts champs de rayonnement.

Ces résultats représentent des contraintes fortes sur les conditions physiques dans lesquelles se trouve le gaz circumstellaire, qui, une fois complétées par de nouvelles observations, permettront d'avoir une compréhension globale de la structure et de l'évolution de l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes.



# Abstract

The study of molecular hydrogen is fundamental for a better understanding of the stellar and planetary formation. Molecular hydrogen is the most abundant molecule in the circumstellar environment of young stars, and thus, allows to measure the gaseous content around the stars at different evolutionary stages from the pre-main sequence stage onto the main sequence. In this thesis, I have studied the gaseous component, focusing on molecular hydrogen, in the circumstellar environment of a sample of Herbig Ae/Be stars, observed with the *FUSE* satellite in the far ultraviolet domain. This sample spans the spectral range from F4 to B2 and includes the main-sequence star  $\beta$ -Pictoris. Evidences for several mechanisms of  $H_2$  excitation were found, which are clearly correlated to the structure of the circumstellar environment.

As far as the youngest stars of the sample (earlier than B9 type) are concerned, the excitation diagrams of  $H_2$  are well reproduced by a photodissociation regions (PDRs) model. This study shows that the observed gas is likely distributed in circumstellar envelopes, remnant of the molecular clouds in which the stars were formed.

The group of Ae/B9 stars of the sample, which are known to possess circumstellar disks, is less homogeneous than the Be stars group. For most of these stars, the lines of sight do not pass through the disks because of the high inclination angles. This implies that the gaseous disk is generally not observed. When circumstellar  $H_2$  is observed, the excitation conditions give evidence for the presence of collisionnally excited medium close to the star. Using a flared disk model and assuming that gas and dust are coupled into the disks I have concluded that the observed gas is not located within the disk. Several scenario can help in interpreting these excitation conditions : the warm/hot  $H_2$  could be located in a transitional region between a hot region, such as an extended chromosphere located above the photosphere, and the disk. The other source which may be suspected for the warm/hot  $H_2$  is the photoevaporation of the disk due to the FUV stellar radiation.

This confirms the structural differences between Herbig Ae and Herbig Be stars' environments related to their different evolution. This could be explained by the faster evolution of Herbig Be stars which are associated to stronger radiation fields.

These results set strong constrains on the physical conditions of the circumstellar gas. Once combined with futher observations, they will allow to obtain a global picture of both structure and evolution of the CS environment of HAeBes.



# Table des matières

Table des figures	v
Liste des tableaux	vii
Présentation	1
<b>1 Les étoiles de Herbig</b>	<b>3</b>
1.1 Définition observationnelle . . . . .	3
1.2 Évolution des étoiles de Herbig . . . . .	4
1.3 Propriétés des étoiles de Herbig . . . . .	5
1.3.1 Excès infrarouge . . . . .	5
1.3.2 Variabilité photométrique . . . . .	5
1.3.3 Caractéristiques spectroscopiques . . . . .	7
1.4 L'environnement circumstellaire des HAeBes . . . . .	10
1.4.1 La poussière circumstellaire . . . . .	10
1.4.2 Le gaz circumstellaire . . . . .	14
<b>2 Sélection des étoiles</b>	<b>17</b>
2.1 L'échantillon d'étoiles . . . . .	17
2.2 A propos des étoiles de l'échantillon . . . . .	22
2.2.1 Les étoiles à disques . . . . .	22
2.2.2 Les étoiles Be . . . . .	34
2.3 Les spectres <i>FUSE</i> des étoiles de l'échantillon . . . . .	37
<b>3 Analyse des spectres <i>FUSE</i></b>	<b>43</b>
3.1 Transitions observées dans l'ultraviolet lointain . . . . .	43
3.2 Modélisation des raies . . . . .	44
3.3 Paramètres physiques résultant de la modélisation des raies . . . . .	47
3.4 Excitation de l'hydrogène moléculaire . . . . .	53
<b>4 Les étoiles à disques</b>	<b>55</b>
4.1 L'étoile de la séquence principale : $\beta$ -Pictoris . . . . .	55
4.2 Les objets de transition : HD141569A et HD109573 . . . . .	57
4.2.1 HD141569A . . . . .	57
4.2.2 HD109573 . . . . .	61
4.3 Les étoiles pré-séquence principale . . . . .	61
4.3.1 HD36112, HD135344, et HD100453 . . . . .	62

4.3.2	AB Aurigæ . . . . .	64
4.3.3	HD100546, HD163296, et HD104237 . . . . .	66
4.4	Séquence d'évolution . . . . .	71
4.5	Conclusions . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Les étoiles Be</b>	<b>75</b>
5.1	Résultats de l'analyse des spectres <i>FUSE</i> . . . . .	75
5.2	Modélisation des diagrammes d'excitation . . . . .	78
5.2.1	Description du modèle de PDR . . . . .	78
5.2.2	Modélisation des diagrammes d'excitation . . . . .	79
5.3	Modèles confrontés aux observations . . . . .	81
5.3.1	Taille des enveloppes . . . . .	82
5.3.2	Densité du milieu . . . . .	83
5.3.3	Rapport gaz-sur-poussière . . . . .	83
5.3.4	Fraction moléculaire . . . . .	85
5.4	Modélisation des spectres . . . . .	85
5.5	Les espèces atomiques . . . . .	93
5.6	Séquence d'évolution . . . . .	95
<b>6</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>97</b>
<b>7</b>	<b>Publications</b>	<b>103</b>
	Article : <i>Far UV Spectroscopy of the Circumstellar Environment of the</i> <i>Herbig Be Stars HD259431 and HD250550</i> . . . . .	105
	Article : <i>FUV Spectroscopy of HD76534</i> . . . . .	119
	Article : <i>FUSE observations of molecular hydrogen on the line of sight</i> <i>towards HD141569A</i> . . . . .	123
	Article : <i>Molecular Hydrogen in the Circumstellar Environment of Herbig</i> <i>Ae/Be Stars as Revealed by FUSE</i> . . . . .	131
 <b>Annexes</b>		
<b>A</b>	<b>Le satellite <i>FUSE</i></b>	<b>149</b>
A.1	Généralités . . . . .	149
A.2	Instrumentation . . . . .	150
A.3	Réduction des données . . . . .	151
A.3.1	Addition des poses . . . . .	151
A.3.2	Calibration absolue en longueur d'onde . . . . .	152
A.3.3	"Le worm" . . . . .	152
A.3.4	L'émission atmosphérique . . . . .	153
<b>B</b>	<b>Physique atomique et moléculaire</b>	<b>155</b>
B.1	Structure atomique . . . . .	155
B.1.1	Atomes à un électron : hydrogénoïdes . . . . .	155
B.1.2	Les atomes à $N$ électrons . . . . .	157
B.2	Rappels de physique moléculaire . . . . .	159

---

B.2.1	Nomenclature des états électroniques . . . . .	159
B.2.2	Etats propres nucléaires du niveau électronique fondamental . . . .	162
B.2.3	Parité totale des niveaux . . . . .	163
B.2.4	Prise en compte du spin des noyaux . . . . .	165
B.2.5	Règles de sélection . . . . .	165
B.2.6	L'hydrogène moléculaire . . . . .	167
<b>C</b>	<b>Profil de raies</b>	<b>169</b>
C.1	Absorption par un nuage interstellaire . . . . .	169
C.2	Elargissement des raies . . . . .	170
C.2.1	Elargissement naturel . . . . .	170
C.2.2	Elargissement thermique Doppler . . . . .	170
C.3	Profil de Voigt . . . . .	170
C.3.1	Définition . . . . .	170
C.3.2	Largeur équivalente . . . . .	171
C.3.3	Courbe de croissance théorique . . . . .	171
<b>D</b>	<b>Demandes de temps d'observation</b>	<b>173</b>
<b>E</b>	<b>Communications et autres publications</b>	<b>177</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>179</b>





# Table des figures

1.1	Diagrammes d'évolution des HAeBes. . . . .	4
1.2	Spectres <i>ISO</i> de 14 HAeBes superposés à la SED théorique. . . . .	6
1.3	Image HST/STIS du disque de HD100546. . . . .	11
1.4	Géométrie des disques en fonction de la forme de la SED . . . . .	12
1.5	Exemples de SED des étoiles Be. . . . .	14
2.1	Diagramme HR montrant le statut évolutif des étoiles de l'échantillon. . . .	19
2.2	Images coronographiques HST du disque de $\beta$ -Pictoris . . . . .	22
2.3	Disque de HD141569 imagé par le HST/STIS . . . . .	24
2.4	Image coronographique HST/NICMOS du disque de HD109573 . . . . .	25
2.5	Image du disque de HD100546 obtenue avec HST/NICMOS . . . . .	27
2.6	Image du disque de HD163296 obtenue avec le HST/STIS . . . . .	28
2.7	Image <i>TIMMI2</i> du disque de HD104237 . . . . .	30
2.8	Image coronographique HST/STIS du disque de AB Aurigæ . . . . .	31
2.9	Spectres <i>FUSE</i> des étoiles de l'échantillon. . . . .	38
	FIG. 2.9 suite. . . . .	39
	FIG. 2.9 suite. . . . .	40
	FIG. 2.9 suite. . . . .	41
	FIG. 2.9 suite. . . . .	42
3.1	Modélisation des raies d'absorption de H <sub>2</sub> avec OWENS. . . . .	46
3.2	Modélisation des raies d'absorption d'espèces atomiques avec OWENS. . . .	46
3.3	Exemples de diagrammes d'excitation du H <sub>2</sub> . . . . .	54
4.1	Raies d'émission du doublet de O VI dans le spectre <i>FUSE</i> de $\beta$ -Pictoris .	56
4.2	Diagramme d'excitation du H <sub>2</sub> observé dans le spectre de HD141569A. . .	59
4.3	Observation de raies d'absorption pour un disque très incliné. . . . .	62
4.4	Diagramme d'excitation du H <sub>2</sub> en direction de AB Aur. . . . .	65
4.5	Diagrammes d'excitation du H <sub>2</sub> en direction de HD100546, HD163296, HD104237. . . . .	68
4.6	Observation de raies d'absorption pour un disque très incliné lorsque que le gaz et la poussière sont découplés. . . . .	70
4.7	Densités de colonne du H <sub>2</sub> circumstellaire en fonction de l'angle d'inclinaison des disques. . . . .	72
4.8	Densités de colonne du H <sub>2</sub> circumstellaire en fonction de l'âge des étoiles à disques de l'échantillon. . . . .	72

4.9	Corrélation entre les densités de colonne du $H_2$ circumstellaire et l'âge dans les cas de HD100546, HD163296, et HD104237. . . . .	73
5.1	Diagrammes d'excitation du $H_2$ pour les étoiles Be. . . . .	77
5.2	Résultats du modèle de PDRs superposés aux diagrammes d'excitation observés. . . . .	80
5.3	Comparaison entre le spectre <i>FUSE</i> de HD176386 et le modèle. . . . .	87
5.4	Comparaison entre le spectre <i>FUSE</i> de HD85567 et le modèle. . . . .	88
5.5	Comparaison entre le spectre <i>FUSE</i> de HD259431 et le modèle. . . . .	89
5.6	Comparaison entre le spectre <i>FUSE</i> de HD38087 et le modèle. . . . .	90
5.7	Comparaison entre le spectre <i>FUSE</i> de HD76534 et le modèle. . . . .	91
5.8	Comparaison entre le spectre <i>FUSE</i> de HD250550 et le modèle. . . . .	92
5.9	Facteurs de déplétion de chaque espèce atomique observée dans l'environnement circumstellaire des étoiles Be. . . . .	94
5.10	Densités de colonne du $H_2$ circumstellaire en fonction de l'âge des étoiles Be. . . . .	96
A.1	Instrumentation de <i>FUSE</i> . . . . .	150
A.2	Schématisation du domaine spectral des segments de <i>FUSE</i> . . . . .	151
A.3	Segment 1bLiF affecté par le “ <i>worm</i> ” . . . . .	153
A.4	Spectre <i>FUSE</i> de la géocouronne . . . . .	153
B.1	Premiers niveaux d'énergie du $H_2$ . . . . .	168

# Liste des tableaux

2.1	Programmes d'observations pour chaque étoile de l'échantillon. . . . .	20
2.2	Paramètres physiques principaux des étoiles de l'échantillon. . . . .	21
2.3	Transitions du $H_2$ observables sur le doublet de O VI. . . . .	37
3.1	Densités de colonne, vitesses radiales, largeurs de raies du $H_2$ pour chaque étoile de l'échantillon. . . . .	49
3.2	Densités de colonne des différents niveaux d'énergie du $H_2$ pour les étoiles à disque de l'échantillon. . . . .	50
3.3	Densités de colonne de chaque niveaux d'énergie du $H_2$ pour les étoiles de type spectral plus précoce que B9. . . . .	51
3.4	Densités de colonne totales des espèces atomiques d'origine circumstellaire. . . . .	52
4.1	Densités de colonne du $H_2$ dans le spectre de $\beta$ -Pictoris. . . . .	56
4.2	Densités de colonne, vitesses radiales et largeurs de raies des espèces atomiques observées dans le spectre <i>FUSE</i> de HD141569A. . . . .	57
4.3	Densités de colonne des différents niveaux d'énergie du $H_2$ observés dans le spectre de HD141569A. . . . .	58
4.4	Densités de colonne de $H_2$ mesurées dans le spectre de AB Aur. . . . .	64
4.5	Densités de colonne de $H_2$ mesurées dans les spectres de HD100546, HD163296, et HD104237. . . . .	67
5.1	Densités de colonne du $H_2$ circumstellaire autour des étoiles Be . . . . .	76
5.2	Paramètres utilisés dans modèle de PDRs pour chacune des étoiles Be. . . . .	81
5.3	Dimensions des enveloppes circumstellaires et masse du gaz présent autour des étoiles Be. . . . .	83
5.4	Densités et des masses des enveloppes gazeuses autour des étoiles Be. . . . .	84
5.5	Rapport gaz-sur-poussière et fractions moléculaires dans l'environnement des étoiles Be. . . . .	85
5.6	Rapports d'abondance entre les différentes espèces atomique dans l'environnement des étoiles Be. . . . .	93
5.7	Facteurs de déplétion calculés pour les espèces atomiques détectées dans les spectres <i>FUSE</i> des étoiles Be. . . . .	94



# Présentation

Un des problèmes les plus fascinants de l'Astrophysique moderne est de comprendre comment les étoiles et les planètes se forment dans le milieu interstellaire. Dans les dix dernières années, la découverte d'une centaine de planètes orbitant autour d'autres étoiles que le Soleil, conforte l'idée que la formation planétaire est un phénomène relativement courant, accompagnant la formation stellaire.

La performance accrue des instruments dans une vaste gamme de domaines de longueur d'onde, a montré qu'une fraction importante d'étoiles jeunes dans les régions de formation stellaire était entourée de matière vraisemblablement répartie dans un disque. La détection de tels systèmes par imagerie directe est difficile du fait de la faible taille angulaire de ces objets, ainsi que de leur faible luminosité. L'existence de disques circumstellaires est donc souvent déduite par des méthodes indirectes, comme l'analyse de la distribution spectrale d'énergie, qui restent encore très mal contraintes. Il semble aujourd'hui que près de 50% d'étoiles pré-séquence principale de faible masse ( $M_* \leq 2 M_\odot$ ), dites étoiles T Tauri, soient entourées de disques. Une telle proportion est beaucoup moins évidente dans le cas des étoiles pré-séquence principale de masse intermédiaire ( $2 \leq M_* \leq 8 M_\odot$ ), dites étoiles Ae/Be de Herbig, du fait du faible nombre de détections directes.

La théorie de la formation stellaire communément admise, prévoit que l'effondrement gravitationnel d'un nuage interstellaire de gaz et de poussières conduit à la formation d'une protoétoile accompagnée, dans un premier temps, d'une enveloppe très massive et, du fait de la conservation du moment angulaire, d'un disque disposé dans le plan équatorial. A la fin de cette phase protostellaire, l'étoile, qui emporte désormais l'essentiel de la masse, entre dans la phase pré-séquence principale et n'est plus entourée que du seul disque. C'est à l'intérieur de ce disque que les planètes vont donc se former. Plusieurs processus entrent en jeu : l'accrétion de gaz par des coeurs massifs formerait les planètes géantes gazeuses, et la coagulation des grains de poussière formerait des planétésimaux, qui, par collisions mutuelles finiraient par former les planètes de type tellurique. Il est admis aujourd'hui que la formation des planètes géantes gazeuses est un phénomène relativement rapide, alors que la formation de planètes de type tellurique se terminerait beaucoup plus tardivement. L'évolution des disques et la formation planétaire sont donc intimement liées.

Si les grandes étapes de la formation stellaire et planétaire sont aujourd'hui assez bien connues, le détail de certaines phases demeure toujours mal compris : en particulier, la quantité de gaz disponible à chaque étape de l'évolution de la protoétoile vers la séquence principale, ainsi que l'échelle de temps de dissipation du matériau circumstellaire. C'est dans cette problématique que j'ai mené une étude sur des étoiles pré-séquence principale, dites étoiles Ae/Be de Herbig, à différents stades de leur évolution vers la séquence principale. L'objectif est de mieux comprendre l'évolution de l'environnement circumstellaire de ces étoiles et de poser de nouvelles contraintes sur les conditions physiques et les échelles

de temps pour la formation planétaire.

De plus, les étoiles de Herbig sont supposées être les précurseurs des étoiles de type A et B de la séquence principale. Or, des disques de matière ont été observés autour d'étoiles matures, comme l'étoile  $\beta$ -Pictoris (de type A5), alors que la théorie prévoit que le disque qui accompagne la formation de l'étoile est balayé par un fort vent stellaire avant l'arrivée de l'étoile sur la séquence principale. L'origine de tels disques autour d'étoiles évoluées demeure encore mal comprise. Dans ce contexte, il est fondamental de comprendre l'évolution des disques autour des étoiles pré-séquence principale.

Le travail présenté ici concerne l'étude de la composante gazeuse dans l'environnement circumstellaire d'un échantillon d'une vingtaine d'étoiles Ae/Be de Herbig. A partir de spectres observés par le satellite *FUSE* (*Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer*) dans l'ultraviolet lointain, je me suis principalement attachée à estimer le contenu en hydrogène moléculaire dans l'environnement circumstellaire de ces étoiles et à caractériser les conditions physiques dans lesquelles il se trouve. L'intérêt du domaine spectral de *FUSE* est de donner accès aux transitions électroniques de l'hydrogène moléculaire. C'est en effet la molécule la plus abondante dans l'environnement des étoiles jeunes. Elle permet non seulement de tracer la quantité de gaz disponible pour l'éventuelle formation planétaire, mais surtout nous renseigne sur les conditions physiques du milieu circumstellaire gazeux.

Ce travail de thèse est présenté comme suit : le chapitre 1 présente les caractéristiques principales des étoiles de Herbig ainsi qu'un aperçu des connaissances actuelles concernant ces étoiles et leur environnement circumstellaire. L'échantillon d'étoiles sélectionnées pour cette étude est présenté au chapitre 2. Le chapitre 3 traite de l'analyse des spectres *FUSE* de cet échantillon d'étoiles. Les résultats obtenus à partir de cet analyse sont détaillés et interprétés dans les chapitres 4 et 5.

# Chapitre 1

## Les étoiles de Herbig

### Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Définition observationnelle . . . . .</b>	<b>3</b>
<b>1.2</b>	<b>Évolution des étoiles de Herbig . . . . .</b>	<b>4</b>
<b>1.3</b>	<b>Propriétés des étoiles de Herbig . . . . .</b>	<b>5</b>
<b>1.4</b>	<b>L'environnement circumstellaire des HAeBes . . . . .</b>	<b>10</b>

### 1.1 Définition observationnelle

Les étoiles connues aujourd'hui sous le nom d'étoiles Ae/Be de Herbig (ou HAeBes) ont été identifiées dès 1960 par Georges Herbig, qui pensait qu'il devait exister des contreparties vers les grandes masses aux étoiles T Tauri (Herbig 1960). Par définition, il s'agit donc d'objets pré-séquence principale, ayant des masses comprises typiquement entre deux et huit masses solaires. Ces étoiles étant beaucoup plus lumineuses que les T Tauri, on peut s'attendre à ce qu'un nombre significatif d'entre elles soit détectable à des distances raisonnables du Soleil.

Quatre critères ont initialement servi de définition observationnelle pour cette classe d'étoiles. Ces critères sont les suivants :

1. Les candidats doivent être de type spectral A ou B : ce critère permet d'être certain de ne sélectionner que des objets de masse intermédiaire,
2. Ils doivent avoir des raies en émission dans leur spectre : ce critère, introduit par analogie avec ce que l'on connaissait à l'époque des étoiles T Tauri, était considéré comme un signe de jeunesse,
3. Ils doivent être à proximité ou enfouis dans une région de forte extinction : il s'agit là d'un second critère de jeunesse, car une étoile jeune n'a pas eu le temps de s'éloigner de son nuage parent,
4. Ils doivent illuminer une nébuleuse par réflexion : ce dernier critère permet d'éliminer les objets qui ne se trouvent à proximité d'un nuage sombre que par un effet de projection.

Partant de ces critères de sélection, Herbig (1960) proposa une liste de 26 étoiles. Finkenzeller & Mundt (1984) ont étendu cette liste à 57 étoiles. Cependant, quelques

compléments peuvent être apportés à la définition observationnelle des étoiles de Herbig. En effet, plusieurs objets de type HAeBe ont été découverts mais ne répondent pas à tous les critères observationnels initialement proposés (Thé et al. 1994; Waters & Waelkens 1998; Malfait et al. 1998). En particulier, le sondage *IRAS* (dans l'infrarouge lointain) a révélé un certain nombre de candidats HAeBe qui paraissent être isolés, c'est à dire qu'ils ne sont ni associés à un nuage, ni dans une région active de formation stellaire. Actuellement la famille des étoiles de Herbig compte environ 300 membres (Thé et al. 1994; Vieira et al. 2003).

## 1.2 Évolution des étoiles de Herbig

Pour s'assurer de la nature pré-séquence principale des étoiles de Herbig, de nombreux travaux ont été menés sur leur statut évolutif (e.g. Palla & Stahler 1993; van den Ancker et al. 1997a,b; Testi et al. 1999), qui ont confirmé que ces étoiles n'avaient pas encore atteint la séquence principale, mais étaient situés sur des trajets d'évolution vers la séquence principale (Hayashi 1965) pour des masses supérieures à deux masses solaires (voir Figure 1.1). Une telle position dans le diagramme HR indique que les HAeBes sont dans une phase radiative de contraction quasi-statique vers la séquence principale, et les modélisations montrent que dans tous les cas, elles ne possèdent pas de zone convective externe (Iben 1965; Gilliland 1986).

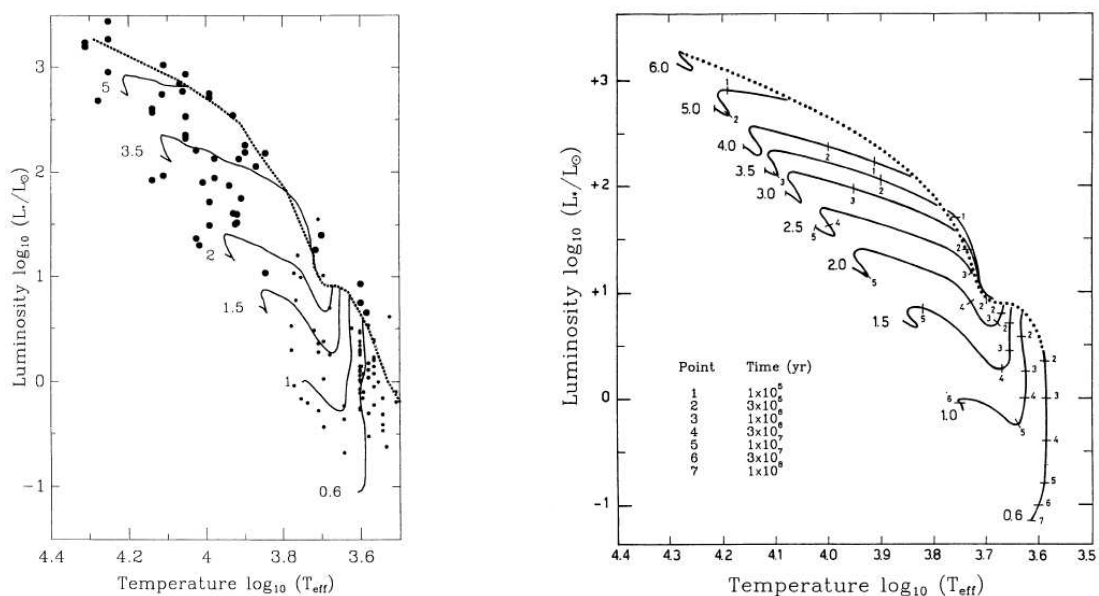


FIG. 1.1 – *A gauche* : distribution observationnelle d'étoiles jeunes dans le diagramme HR. Les cercles pleins représentent les étoiles HAeBe, et les points, les étoiles T Tauri. *A droite* : tracé évolutif dans le diagramme HR pour des étoiles de faible masse et de masse intermédiaire. Chaque tracé est référencé par la masse à laquelle il correspond (en  $M_{\odot}$ ). Pour chaque masse, l'évolution commence sur la ligne de naissance (en pointillés) et se termine sur la ZAMS (Zero Age Main Sequence). D'après Palla & Stahler (1993).



Les travaux de Palla & Stahler (1993) ont montré que les étoiles de masse supérieure à  $8M_{\odot}$  ne passent pas par la phase pré-séquence principale car la fusion de l'hydrogène commence dès la phase de contraction proto-stellaire. Ces étoiles étant très massives, la gravité engendre une contraction très forte et donc la température du cœur atteint, dès le début de la phase de contraction, la température nécessaire pour la fusion de l'hydrogène. Ces étoiles rejoignent donc dès leur naissance la séquence principale. Ainsi, plus la masse de l'étoile est grande, plus le temps nécessaire pour atteindre la ZAMS est court.

## 1.3 Propriétés des étoiles de Herbig

Actuellement, des observations d'étoiles de Herbig ont été réalisées dans des domaines spectraux couvrant les longueurs d'onde allant des rayons X jusqu'aux ondes radio, et ont montré un certain nombre de phénomènes communs à la majorité de ces étoiles, comme la présence de vents stellaires, de flots bipolaires, d'accrétion, de disques circumstellaires et d'enveloppes.

### 1.3.1 Excès infrarouge

Les observations ont montré que la plupart des étoiles de Herbig présentent un certain nombre de caractéristiques communes aux étoiles T Tauri. En particulier, la distribution spectrale d'énergie (SED pour *Spectral Energy Distribution*) des étoiles de Herbig est caractérisée par un fort excès infrarouge, submillimétrique et millimétrique (Hu et al. 1989; Hillenbrand et al. 1992; Malfait et al. 1998), ainsi qu'une forte extinction dans l'ultra-violet (Sitko 1981; Thé et al. 1986), qui indiquent la présence d'une masse significative de poussières circumstellaires (voir Figure 1.2). Ces poussières induisent une absorption notable dans la partie UV du spectre stellaire et réémettent l'énergie absorbée dans l'infrarouge (e.g. Hillenbrand et al. 1992; Meeus et al. 2001).

Le température des poussières circumstellaires peut varier de plusieurs ordres de grandeur en fonction de la distance à l'étoile. L'émission thermique des poussières s'observe donc à différentes longueurs d'onde (de 1 à plus de  $100\mu m$ ) en fonction de la température (Beckwith 1999). Par conséquent, la photométrie dans les domaines sub-millimétrique et millimétrique peut être utilisée pour déduire la masse des poussières, car à ces longueurs d'onde, la poussière est froide et optiquement mince (Hillenbrand et al. 1992; Jura et al. 1995).

### 1.3.2 Variabilité photométrique

Les variations de brillance sont devenues une des caractéristiques définissant les étoiles pré-séquence principale, qu'il s'agisse des étoiles T Tauri ou des HAeBes (Appenzeller & Mundt 1989; Thé et al. 1994). La variabilité photométrique dans le domaine optique est le phénomène variable le plus étudié. Trois types principaux de variations photométriques dans le domaine optique sont distingués :

- une augmentation brutale de la magnitude suivie d'une décroissance très lente sur des périodes de plusieurs années qui peut être la conséquence de variations de l'extinction circumstellaire ou de l'éjection de l'enveloppe circumstellaire (Friedemann et al. 1992; Shevchenko et al. 1997).

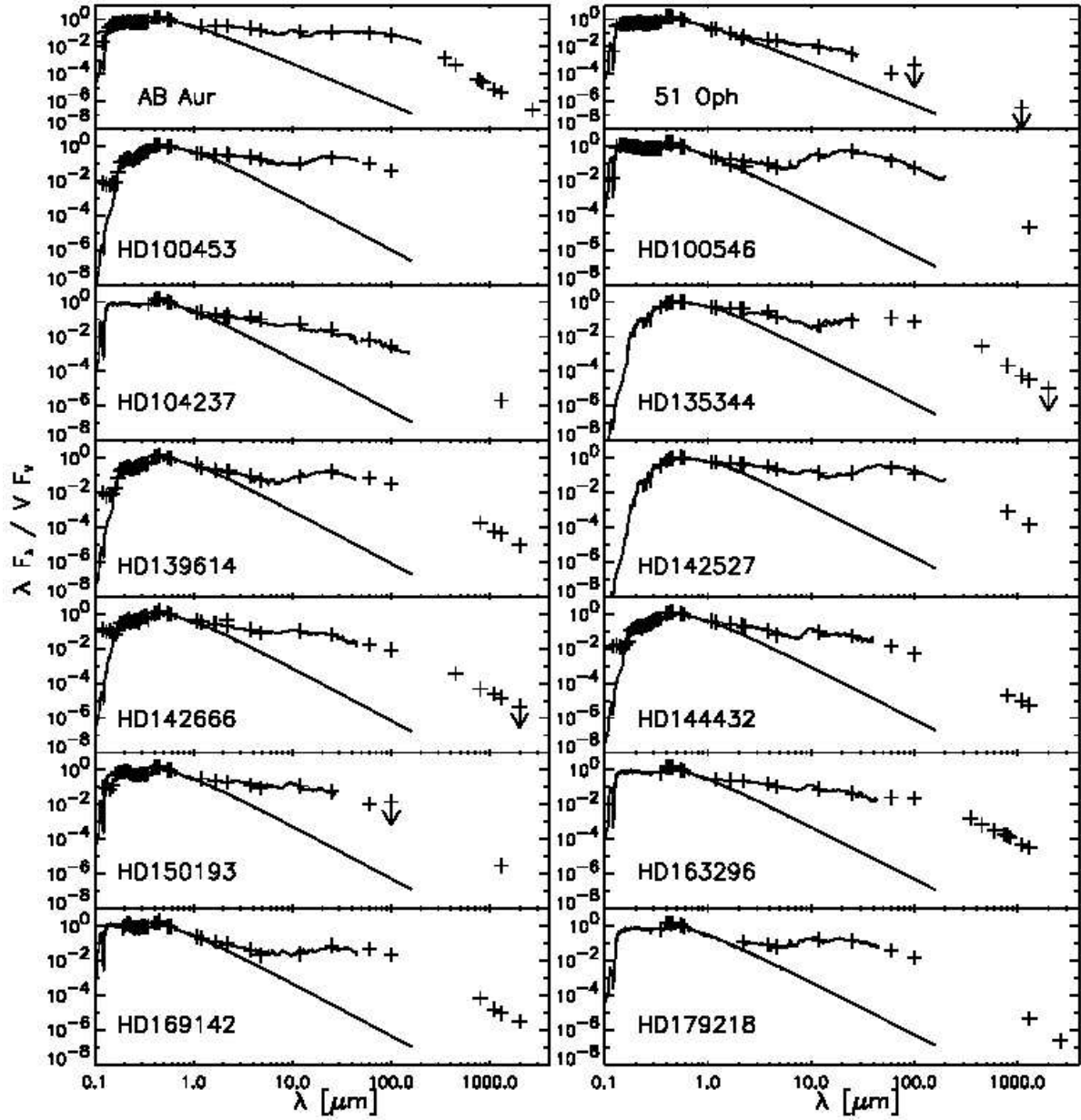


FIG. 1.2 – Spectres *ISO* de 14 étoiles de Herbig superposés à la distribution spectrale d'énergie théorique. Les croix représentent les observations. Les traits pleins dans le domaine visible représentent les ajustements des données optiques par des modèles d'atmosphères stellaires de Kurucz. Les traits pleins superposés aux observations dans l'IR représentent les observations réalisées avec *ISO* (Meeus et al. 2001).

- des variations de faible amplitude ( $< 0.5$  mag en V) sont observées, et sont dues à l'activité de la photosphère et de la chromosphère (Catala et al. 1993; Herbst 1994) ou aux pulsations de l'étoile (Kurtz & Marang 1995).
- Le type de variation le plus étudié est celui des étoiles de type UX Ori, caractérisé par une chute soudaine de la brillance de plus de 3 magnitudes en V, accompagnée par une augmentation du rougissement, suivie d'un lent rétablissement pendant les semaines suivantes (Grinin et al. 1996). Ces variations sont attribuées aux variations de la densité de colonne de la poussière circumstellaire sur la ligne de visée, en direction de l'étoile (e.g. Finkenzeller & Mundt 1984). Elles montrent que l'enveloppe de poussière qui entoure l'étoile n'est pas homogène mais présente des zones de sur-densité (*clumps*). Le nombre d'étoiles présentant ce type de variations est certainement sous-estimé. En effet, les importantes chutes de magnitude sont observées uniquement pour des étoiles de type plus tardif que A0 (Finkenzeller & Mundt 1984; Natta et al. 2001). Les études de photométrie des étoiles de Herbig de van den Ancker et al. (1998) avec les données *Hipparcos* confirment cette conclusion. Elles suggèrent que le manque d'étoiles de Herbig Be fortement variables est dû au fait que ces étoiles sont, pour la plupart, invisibles en optique pendant leur phase d'accrétion pré-séquence principale.

Des variations similaires ont été observées dans le proche infrarouge. Natta et al. (2001) ont suggéré que ces variations étaient dues à la photo-évaporation de la poussière au niveau du bord interne d'un disque circumstellaire ouvert et optiquement épais. Cette variabilité serait donc liée à la variation de luminosité du disque ainsi qu'à des modifications dans sa structure (Carpenter et al. 2001).

Ces variations photométriques dans l'infrarouge semblent parfois être corrélées aux variations dans le domaine optique. Dans le cas où les variations optique et IR sont simultanées et identiques, elles sont probablement dues à des mécanismes affectant directement la photosphère. Lorsque les variations optiques et IR sont simultanées et différentes, il semble que les variations photosphériques soient accompagnées de variations dans la structure du disque circumstellaire (Eiroa et al. 2002).

### 1.3.3 Caractéristiques spectroscopiques

Contrairement aux spectres des étoiles de même type spectral de la séquence principale, les spectres des étoiles de Herbig présentent des raies d'émission (Herbig 1960). Ils présentent également des variations complexes aussi bien pour les raies d'émission que pour celles d'absorption.

#### Chromosphères

L'existence autour des HAeBes de régions chauffées à des températures supérieures à celle de la photosphère est attestée par la présence, dans leur spectre, de raies correspondant à des éléments très ionisés et/ou excités, qui sont normalement absents des photosphères classiques des étoiles de même type spectral de la séquence principale. Ces raies sont observées aussi bien dans le visible (He I 5876 Å, ...) que dans l'ultraviolet (C IV 1548 Å, Si III 1394 Å, N V 1240 Å, ...), et plus récemment dans le domaine des ultraviolets

lointains (FUV) observées avec *FUSE* (CIII 977 Å, O VI 1032-1038 Å, CIII\* 1176 Å, e.g. Deleuil et al. 2004, 2005). De même on observe des composantes en émission pour des raies qui normalement devraient être observées en absorption ( $H\alpha$ , Mg II 2795 Å, ...), ce qui traduit là aussi une origine non photosphérique. Le flux ionisant des HAeBes étant trop faible pour expliquer ces niveaux d’ionisation et/ou d’excitation, cela implique l’existence d’un phénomène de dissipation d’énergie non radiative au-dessus de la surface de ces étoiles. Dans le cas d’AB Aur, cette région chaude a été expliquée par un modèle de chromosphère étendue (Catala & Talavera 1984; Catala & Kunasz 1987; Bouret & Catala 1998, 2000). Ce modèle a été également validé dans le cas des étoiles de Herbig de type spectral B9 à B7, HD250550, BD+46°3471, BD+61°154 (Bouret & Catala 1998).

Une chromosphère, selon ces modèles, peut s’étendre sur plusieurs rayons stellaires. Au dessus de la photosphère, la température est très nettement supérieure à la température effective de l’étoile, et décroît pour atteindre un palier de l’ordre de quelques milliers de Kelvins à une distance de quelques rayons stellaires. Il faut garder en mémoire que cette définition d’une chromosphère est sensiblement différente de celle d’une chromosphère classique (de type Solaire). Notamment, cette définition regroupe sous une même appellation des régions qui sont habituellement distinguées, comme les couronnes et les “zones de transition” qui relient ces dernières aux chromosphères.

### Les vents stellaires

Finkenzeller & Mundt (1984) ont publié un catalogue de 57 étoiles Ae/Be de Herbig, et ont montré qu’on pouvait les séparer en trois classes différentes en fonction de leur profil  $H\alpha$ . La première classe est constituée d’étoiles présentant un double pic en émission, la seconde regroupe les étoiles dont la raie a un profil simple pic en émission, et la troisième classe contient les étoiles présentant un profil P Cygni. Sur cet échantillon, 50% des étoiles présentent un double pic, 25% un simple pic et 20% un profil P Cygni. Les étoiles appartenant à la classe des P Cygni, comme AB Aur, possèdent toutes des vents stellaires dans lesquels se forment les raies (e.g. Bouret et al. 1997; Bouret & Catala 2000), alors que l’origine des raies pour les deux autres classes reste un sujet de controverse.

De plus, la composante en absorption de la raie  $H\alpha$  de certaines étoiles de Herbig comme HD250550 ou AB Aur, varie sur des échelles de temps allant de quelques heures à quelques mois (Boehm et al. 1996) et quelque fois disparaît complètement pour ne laisser qu’une raie  $H\alpha$  en émission simple (Pogodin 1994). Ceci suggère que l’appartenance à une classe donnée n’est pas liée à un effet d’évolution, d’inclinaison ou de masse, mais plutôt à l’activité magnétique de l’étoile (Pogodin 1994).

### Accrétion

Les très forts excès de flux dans l’infrarouge sont souvent considérés comme des signatures d’un disque en accrétion autour des étoiles. Hillenbrand et al. (1992) ont montré qu’il était possible de reproduire, avec un modèle de disque de poussière plat et optiquement épais, l’excès dans le proche infrarouge d’une large majorité d’étoiles de Herbig de leur échantillon. Si l’excès UV des étoiles de Herbig est interprété en terme d’accrétion, les taux d’accrétion sont de l’ordre de  $10^{-7}$  à  $10^{-8} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$  (Blondel & Djie 1994), c’est à dire bien plus faibles que ceux estimés pour les T Tauri ( $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ ). Or, les taux d’accrétion utilisés pour reproduire la distribution spectrale d’énergie par Hillenbrand

et al. (1992) sont beaucoup plus importants ( $\sim 10^{-5}$  à  $10^{-6} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ ). De plus, dans le cas d'AB Aur, ces taux ne sont pas compatibles avec l'absence de "veiling" des raies photosphériques démontrée par Böhm & Catala (1993).

L'observation de profils P Cygni inverses dans le domaine ultraviolet pour les raies du CIV, du MgII ou du NaI ainsi que dans le domaine visible pour HeI et OI, a été interprété comme étant due à l'accrétion inhomogène de matière circumstellaire, c'est à dire à la présence de corps de type cométaires chutant sur l'étoile (Grady et al. 1996). Plus récemment, l'analyse de spectres de plusieurs étoiles de Herbig ont montré des variations sur des échelles de temps allant de une heure à plusieurs années dans les raies d'émission sur des vitesses de plus de  $100 \text{ km s}^{-1}$  qui pourraient être dues à de l'accrétion magnétosphérique (Catala et al. 1999; Deleuil et al. 2004).

### Les raies interdites

Un des critères de classification des étoiles de Herbig est la présence dans leur spectre de raies d'émission. En particulier, de nombreuses raies interdites de divers éléments chimiques (CI, NII, OI, OII, SII, CaII, FeII, ..., e.g. Hamann 1994; Böhm & Catala 1994) ont été observées dans les spectres de la plupart des HAeBes. L'origine de ces raies dans l'environnement circumstellaire des étoiles reste un sujet de débat (e.g. Hamann 1994; Böhm & Catala 1994; Corcoran & Ray 1997; Hernández et al. 2004; Acke et al. 2005).

Il est admis aujourd'hui que les raies symétriques très décalées vers le bleu (de plusieurs centaines de  $\text{km s}^{-1}$ ) observées dans quelques sources sont dues à des jets dont la contrepartie décalée vers le rouge est occultée par le disque.

Par contre, l'origine des raies symétriques très peu décalées est beaucoup moins claire. Böhm & Catala (1994) ont suggéré que, comme pour les T Tauri, ces raies (en particulier la raie de [OI] à  $6300.31 \text{ \AA}$ ) pouvaient se former dans les parties les plus externes du vent stellaire. Par analogie avec les étoiles T Tauri, en supposant que la raie de [OI] à  $6300.31 \text{ \AA}$  se forme dans le vent de l'étoile, si l'étoile possède un disque de poussières, la partie arrière du vent (celle qui s'éloigne de l'observateur) est cachée par le disque. La raie apparaît alors décalée vers le bleu et sa forme n'est plus symétrique. Par conséquent, l'absence d'asymétrie pour les raies interdites de [OI] dans l'échantillon d'étoiles analysé par Böhm & Catala (1994) semble contradictoire avec l'existence de disques circumstellaires.

Or, Corcoran & Ray (1997, 1998) ont publié une liste d'étoiles Ae/Be de Herbig ayant des raies de [OI] asymétriques. Ces auteurs ont suggéré que de telles raies d'émission peuvent provenir d'un faible vent de disque, de même que Acke et al. (2005) ont montré que l'on peut reproduire ces raies d'émission à l'aide d'un modèle de disque ouvert (Dullemond et al. 2001). A partir de leur modélisation, ces derniers ont montré que les raies de [OI] peuvent se former dans l'atmosphère du disque.

Par ailleurs, dans de très rares cas, comme l'étoile de Herbig HD100546, la raie d'émission de [OI] à  $6300.31 \text{ \AA}$  présente un profil en double-pic, mettant en évidence la rotation Képlérienne du disque de cette étoile (Acke et al. 2005).

## 1.4 L'environnement circumstellaire des HAeBes

Un grand intérêt est porté actuellement sur la distribution spatiale de la matière circumstellaire autour des étoiles de Herbig. La présence d'un disque et/ou d'une enveloppe a déjà été démontrée dans certains cas, mais généralement, la géométrie de l'environnement circumstellaire est très discutée. Les conclusions concernant la distribution spatiale de la matière circumstellaire diffèrent souvent en fonction du type d'observations (imagerie directe, interprétation de la SED ou spectroscopie). Cependant, il est généralement admis que la phase T Tauri est accompagnée de la présence d'un disque circumstellaire. Les étoiles de Herbig étant les contreparties massives aux étoiles T Tauri, il semble naturel de penser que leurs environnements ont le même type de géométrie. Actuellement cette hypothèse n'est pas confirmée pour toutes les étoiles de la classe des HAeBes.

La classe des étoiles de Herbig couvre un grand domaine de types spectraux et de luminosités. Cette diversité a des implications sur l'environnement des étoiles. Les champs de rayonnement de ces étoiles sont très différents d'un type spectral à l'autre, ce qui a probablement des effets sur la distribution spatiale et le temps de dissipation de la matière circumstellaire. De plus, le temps d'évolution (voir paragraphe 1.2) est très différent dans le cas des étoiles de type précoce B (HBe :  $M_* \gtrsim 3M_\odot$ ) que dans le cas des étoiles de types plus tardifs A (HAe :  $M_* \lesssim 3M_\odot$ ). Les étoiles HAes et HBes deviennent visibles à des stades différents de leur évolution vers la séquence principale, ce qui implique que leurs environnements sont également à des stades d'évolution différents au moment où ils deviennent observables.

### 1.4.1 La poussière circumstellaire

#### Les étoiles Ae

Des disques circumstellaires semblent donc être associés à un grand nombre d'étoiles appartenant à la classe des HAes (incluant certainement des étoiles de type B9). Dans certains cas, des observations récentes ont permis de trancher quant à la présence d'un disque à partir d'observations dans le domaine des longueurs d'onde millimétriques et également par l'imagerie directe dans le visible (e.g. Grady et al. 2000, 2004; Augereau et al. 2001; Mouillet et al. 2001; Eisner et al. 2004). La Figure 1.3 montre le disque de HD 100546, étoile de Herbig de type B9, observé par l'instrument *STIS* sur le *HST* (Augereau et al. 2001).

Lorsque l'imagerie directe n'est pas réalisable, on se base généralement sur la forme de la SED pour déterminer la distribution spatiale de la matière entourant ces étoiles. En effet, la partie rouge de la SED des HAeBes étant essentiellement dominée par l'émission de la poussière circumstellaire, elle permet de contraindre la géométrie de l'environnement circumstellaire des étoiles. Cependant, à l'heure actuelle l'interprétation de la SED en terme de distribution spatiale des poussières demeure un sujet de controverse. En particulier, les contributions respectives d'une enveloppe et/ou d'un disque dans la SED sont encore, mal contraintes. Dans ce contexte, de nombreux modèles ont été proposés ces quinze dernières années pour expliquer l'excès infrarouge de la SED des HAeBes, en particulier des HAes : enveloppes sphériques ou halos (e.g. Hillenbrand et al. 1992; Vinković et al. 2003), disques d'accrétion (e.g. Lin & Papaloizou 1980; Hillenbrand et al. 1992; Bell & Lin 1994), disques passifs irradiés (e.g. Kenyon & Hartmann 1987), disques

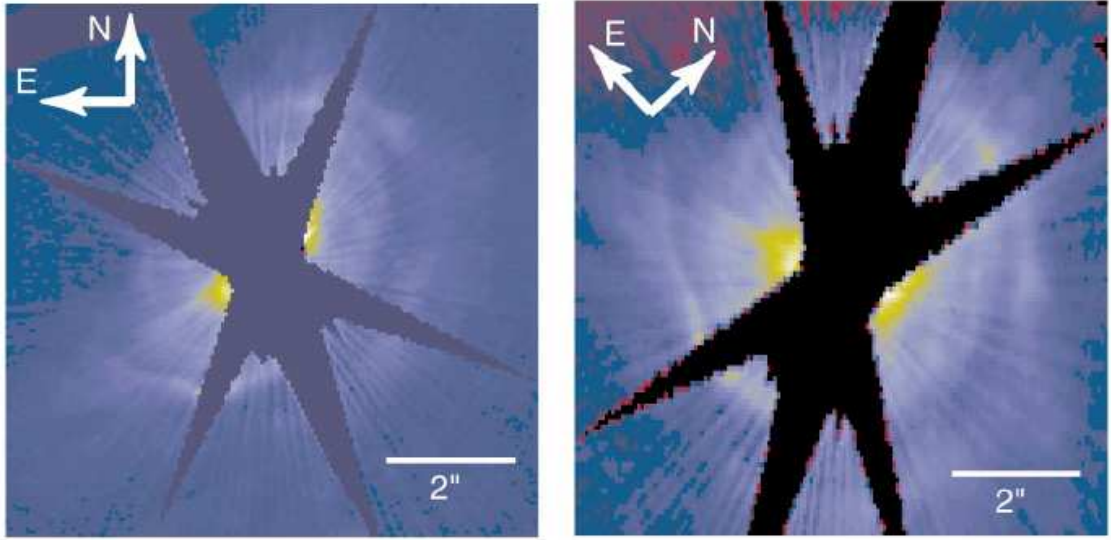


FIG. 1.3 – Images coronagraphiques HST/STIS ( $0.2 - 1 \mu m$ ) du disque de HD100546, une étoile de Herbig (Grady et al. 2001).

ouverts irradiés (e.g. Chiang & Goldreich 1997; Dullemond et al. 2001), disques aplatis auto-écrantés, dits “*self-shadowed*” (e.g. Dullemond 2002). Ces modèles donnent des indications sur la géométrie des environnements, mais également sur les distances sur lesquelles s’étendent les poussières.

Initialement, sur un échantillon de 47 étoiles Ae/Be de Herbig, Hillenbrand et al. (1992) ont montré qu’il était possible de distinguer trois groupes d’étoiles en fonction de leur excès infrarouge :

- *Groupe I* : Étoiles dont la SED est dominée par la photosphère jusqu’à  $1-2 \mu m$ , puis présente un très fort excès de flux dans le proche IR et un excès plus modeste aux grandes longueurs d’onde. Un modèle de disque de poussières, plat et optiquement épais, reproduit une telle SED. Ce groupe contient 30 des 47 étoiles de l’échantillon.
- *Groupe II* : Étoiles dont la SED est identique à celle du groupe I aux courtes longueurs d’ondes ( $\leq 2 \mu m$ ) mais présente un très fort excès de flux jusqu’aux longueurs d’onde supérieures à  $100 \mu m$ . Il est possible de reproduire une telle SED avec un modèle incluant à la fois un disque et une enveloppe. Ce groupe contient 11 des 17 étoiles restantes.
- *Groupe III* : Étoiles dont la SED présente de faibles excès de flux IR aussi bien dans les courtes que dans les grandes longueurs d’onde. Toutes ces étoiles ont un type spectral compris entre B0 et B3 et seront discutées dans le paragraphe suivant.

Comme l’ont proposé Hillenbrand et al. (1992), les forts excès de flux dans l’infrarouge proche et l’infrarouge moyen peuvent être attribués à la présence d’un disque circumstellaire, alors que les excès de flux dans l’IR lointain sont plutôt dus à une enveloppe. A l’heure actuelle, cette hypothèse est généralement admise (Natta et al. 2000). Cependant, les taux d’accrétion utilisés dans les modèles de disques de Hillenbrand et al. (1992) afin de reproduire la SED ne peuvent pas expliquer les excès UV observés (voir paragraphe 1.3.3).

Plus récemment, Meeus et al. (2001) ont étudié les spectres *ISO* (*Infrared Space Observatory*) de 14 étoiles de Herbig isolées de types spectraux Ae jusqu'à B9 (voir Figure 1.2). Ces auteurs ont montré que l'on pouvait distinguer deux catégories d'étoiles parmi les HAes à partir de leur excès de flux dans l'infrarouge moyen. Meeus et al. (2001) ont avancé l'hypothèse que ces deux groupes représentaient deux géométries différentes pour les disques :

- *Groupe I* : Étoiles présentant un très fort excès dans l'infrarouge moyen (20-100  $\mu\text{m}$ ); leur SED a souvent une forme en double-pic. La SED peut être reproduite par un modèle de disque ouvert comparable à celui proposé par Chiang & Goldreich (1997).
- *Groupe II* : Étoiles présentant un excès dans l'infrarouge moyen beaucoup plus modeste que celles du groupe I. La SED peut être expliquée par un modèle de disque plutôt aplati.

Aujourd'hui cette distinction à partir de la SED est communément admise car validée par différents modèles de disques.

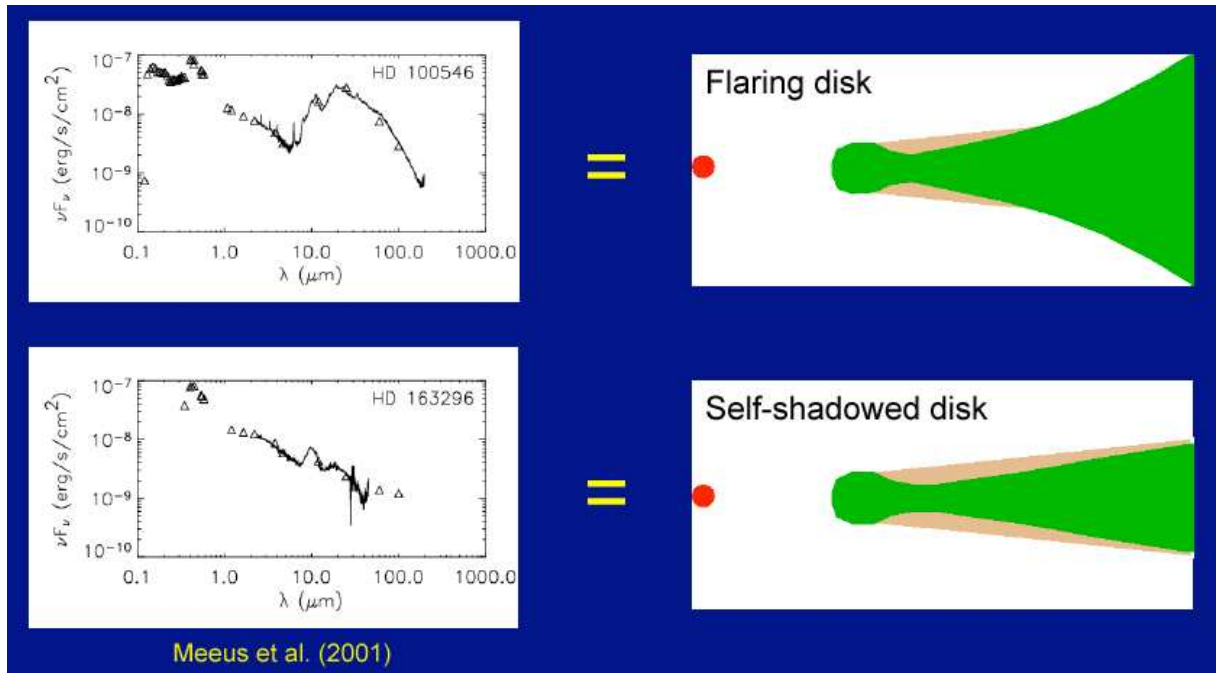


FIG. 1.4 – Distribution spectrale d'énergie de HD100546 et HD163296 et géométrie de disque de poussières correspondante proposées par Dullemond et al. (2001); Dullemond (2002) suivant les travaux de Meeus et al. (2001). Dans le cas de HD100546, le disque est ouvert, alors que le disque de HD163296 est un disque dit "self-shadowed". Dans les deux cas le bord interne présente renflement qui explique l'excès de flux dans l'infrarouge proche. D'après Dullemond (2005).

A partir de ces derniers résultats, Natta et al. (2001) ont estimée que du fait de la température de sublimation de la poussière ( $\sim 1500\text{K}$ ), les régions chaudes les plus internes des disques autour des étoiles HAe ne peuvent pas contenir de poussières. Le disque de poussière ne s'étend donc pas jusqu'à la surface de l'étoile, mais commence à



une certaine distance de l'étoile, typiquement 0.5 AU. La cavité entre la surface de l'étoile et le bord interne du disque est vide de poussières, mais pas obligatoirement de gaz. Au niveau du bord interne du disque, le flux stellaire agit directement sur la poussière. Le chauffage produit par ce rayonnement provoque le renflement du bord interne du disque, qui a, par conséquence, une hauteur plus importante que dans le cas de disques ouverts standards tels ceux proposés par Chiang & Goldreich (1997). Cette hauteur du bord interne implique une surface émissive plus importante qui explique le fort excès de flux dans le proche infrarouge. Cette hypothèse a été confirmée par les modèles de disques circumstellaires ouverts et de disques dits "*self-shadowed*", disques relativement plats complètement couverts par l'ombre du bord interne qui le protège du rayonnement de l'étoile (Dullemond et al. 2001; Dullemond 2002). En suivant les deux groupes d'étoiles proposés par Meeus et al. (2001) ainsi que les estimations de Natta et al. (2001), deux géométries de disques ont été proposées en fonction de la SED des étoiles (voir Figure 1.4 Dullemond et al. 2001; Dullemond 2002).

L'explication de la SED par les modèles de disques ouverts et de disques de type "*self-shadowed*", tels ceux présentés ci-dessus, est, à l'heure actuelle, communément admise (e.g. Dominik et al. 2003; Habart et al. 2004b; Acke et al. 2005; Monnier et al. 2005). Cependant, Vinković et al. (2003, 2005) ont très récemment publié une étude très controversée, montrant que la SED des étoiles de Herbig présentant un fort excès infrarouge peut être tout aussi bien expliquée par un modèle de disque aplati, optiquement épais, enfoui dans un halo étendu optiquement mince. Ceci illustre bien le fait qu'aujourd'hui, le débat sur la distribution spatiale des poussières déduite de la SED n'est pas clos.

## Les étoiles Be

Contrairement aux étoiles de Herbig Ae, les HBes sont beaucoup moins documentées. Ceci est probablement dû au fait que ces étoiles sont en moyenne plus éloignées du Soleil et donc plus difficiles à étudier, notamment en ce qui concerne leur environnement proche.

La forme générale de la SED des étoiles de Herbig Be peut être très différente d'une étoile à l'autre. La Figure 1.5 illustre bien cette diversité. Certaines étoiles Be présentent des excès infrarouges tout à fait comparables à ceux discutés précédemment pour les HAes, comme HD250550 et HD259431, et ont été classées dans le groupe I des étoiles entourées de disques d'accrétion (Hillenbrand et al. 1992). Au contraire, d'autres étoiles Be, comme HD76534, présentent de très faibles excès infrarouges (Hillenbrand et al. 1992; Thé et al. 1985; Malfait et al. 1998). Ces dernières sont classées comme appartenant au groupe III de Hillenbrand et al. (1992). Ces auteurs ont conclu que ces étoiles du groupe III sont comparables aux étoiles Be classiques, dont les faibles excès IR ont été expliqués avec succès par des modèles d'émission free-free provenant d'une enveloppe gazeuse.

A l'heure actuelle, aucune étude n'a prouvé l'existence de disques autour des étoiles Be de type plus précoce que B9, autrement que par l'interprétation de la SED. Natta et al. (2000) ont conclu de cette absence de disques que, les étoiles Be de Herbig ayant de plus forts champs de rayonnement que les HAes, leur environnement évolue plus vite, ce qui implique que la dissipation du matériau circumstellaire se produit plus rapidement que pour les HAes. Du fait de cette évolution rapide, les étoiles Be de Herbig sont en moyenne plus jeunes que les HAes, au moment où on les observe. Par conséquent, il est

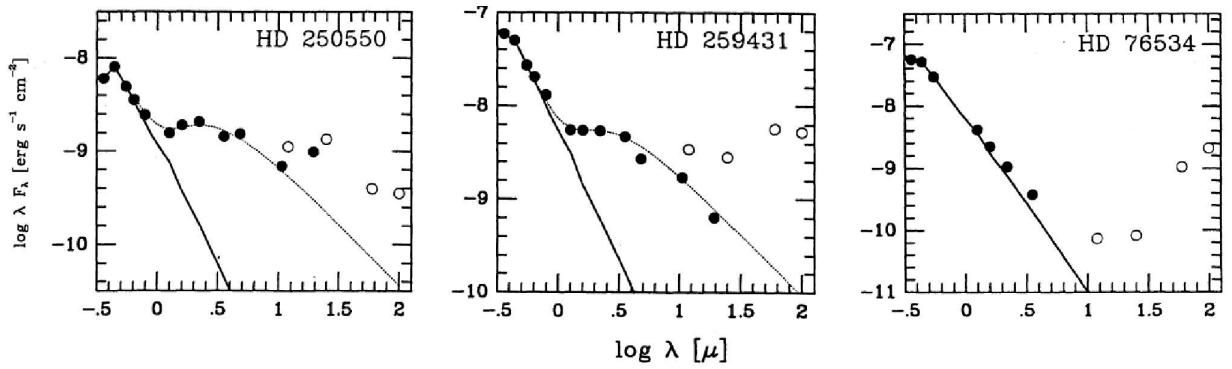


FIG. 1.5 – Exemples de SED des étoiles Be (Hillenbrand et al. 1992). Les cercles pleins représentent les observations obtenues sur divers télescopes au sol. Les cercles vides représentent les observations du satellite *IRAS*. Les traits pleins épais représentent la SED théorique d’une étoile de la séquence principale ayant le même type spectral. Les traits fins pointillés représentent l’ajustement de la SED par un modèle de disque ou d’enveloppe. HD259431 et HD250550 ont été classées groupe I par Hillenbrand et al. (1992) ; leur SED est reproduite par un modèle de disque d’accrétion. HD76534 est une étoile classée groupe III ; sa SED est reproduite avec un modèle d’émission free-free provenant d’une enveloppe gazeuse.

plus probable d’observer de grandes quantités de matière circumstellaire autour de ces étoiles, puisqu’elles ont eu moins de temps pour accréter ou disperser ce matériau. Dans ce scénario, on s’attend donc à ce que la matière circumstellaire soit concentrée dans les régions externes de l’environnement proche de ces étoiles, et qu’elle soit distribuée dans des enveloppes plus ou moins sphériques.

Cette hypothèse a été confortée par les observations en interférométrie dans le proche-infrarouge par Leinert et al. (2001). Ces auteurs ont étudié un échantillon de 31 étoiles Ae/Be de Herbig et ont montré que la présence de halos étendus sur plusieurs unités astronomiques est plus fréquente autour des étoiles de type précoce Be qu’autour des HAes.

### 1.4.2 Le gaz circumstellaire

La composante gazeuse des HAEs joue un très grand rôle dans l’environnement circumstellaire des étoiles jeunes. En particulier, elle influe sur la dynamique de la poussière, et elle est également le composant essentiel des planètes géantes. De ce fait l’étude du gaz peut permettre de raffiner les scénarios d’évolution des environnements circumstellaires.

Afin de déterminer la masse de gaz circumstellaire, élément essentiel pour contraindre le temps nécessaire pour la formation planétaire, l’idéal est de mesurer la quantité d’hydrogène moléculaire. En effet, l’hydrogène moléculaire est la molécule la plus abondante dans l’Univers, et également dans l’environnement circumstellaire des étoiles jeunes. Elle est protégée du flux FUV des étoiles par “*self-shielding*”, c’est-à-dire par auto-écranage, qui empêche la photodissociation de la molécule sous l’effet du rayonnement stellaire : la photodissociation se produit par absorption de photons FUV (d’énergie inférieure à  $\sim 1100 \text{ \AA}$ ), donc le rayonnement FUV stellaire s’appauvrit considérablement en photons d’énergie suffisante pour la photodissociation lorsque les raies d’absorption deviennent

optiquement épaisses (voir Annexe C) ; le milieu se protège donc lui-même de la photodissociation. Cependant, jusqu'à maintenant, l'hydrogène moléculaire n'était pas observable car les transitions les plus importantes ont leur longueurs d'onde dans le domaine des ultraviolets lointains (voir Annexe B).

On a donc utilisé des traceurs comme le CO, supposé se former dans les mêmes régions que le H<sub>2</sub>. De nombreuses observations de la molécule de CO ont été réalisées dans les domaines infrarouge (Brittain & Rettig 2002; Brittain et al. 2003; Blake & Boogert 2004; Dent et al. 2005) et millimétrique (Zuckerman et al. 1995; Mannings & Sargent 2000; Thi et al. 2001; Piétu et al. 2003; Dutrey & Guilloteau 2004; Dent et al. 2005). L'avantage du CO est qu'il est sensible à de très faibles masses,  $10^{-6} M_{\odot}$  à 150 pc dans le domaine millimétrique et  $10^{-11} M_{\odot}$  dans l'infrarouge. Cependant, l'estimation de la masse de gaz à partir du CO nécessite de supposer une valeur du rapport CO/H<sub>2</sub>. Généralement, par manque de contraintes observationnelles, on adopte une valeur typique du milieu interstellaire. De plus, la molécule de CO est facilement photodissociée par le flux FUV stellaire, et peut être également piégée à la surface des grains de poussière. Il est donc très difficile de déterminer la masse totale de gaz circumstellaire à partir du CO. Enfin, la molécule de CO observée dans les domaines infrarouge et millimétrique, trace des régions froides/tièdes, c'est-à-dire les régions les plus externes des disques ou des enveloppes, et donc ne renseigne pas sur les parties internes dans lesquelles est supposée avoir lieu la formation planétaire.

Des tentatives de détections des transitions rotationnelles pures du H<sub>2</sub> dans l'infrarouge moyen ont été faites (Thi et al. 2001). L'observation de telles transitions donne des informations sur le gaz tiède dans les régions relativement éloignées de l'étoile. Les coefficients d'Einstein de ces transitions sont très faibles, ce qui suppose une grande quantité de H<sub>2</sub> pour les détecter. Thi et al. (2001) ont observé avec le satellite *ISO* un échantillon d'étoiles pré-séquence principale ainsi que l'étoile de la séquence principale,  $\beta$ -Pictoris, afin de détecter du H<sub>2</sub>. Du fait de la grande taille de la fente de *ISO* et de sa faible résolution, certaines de leurs détections de H<sub>2</sub>, détections de raies très faibles, n'ont pas été confirmées, voire ont été contredites par d'autres observations (Lecavelier des Etangs et al. 2001; Richter et al. 2002; Chen et al. 2004).

Le satellite *FUSE* est donc l'instrument idéal pour observer le H<sub>2</sub>, puisqu'il donne accès aux transitions électroniques de l'hydrogène moléculaire qui sont beaucoup plus intenses que les transitions présentes dans le domaine des infrarouges (voir Annexe B).



# Chapitre 2

## Sélection des étoiles

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>L'échantillon d'étoiles . . . . .</b>	<b>17</b>
<b>2.2</b>	<b>A propos des étoiles de l'échantillon . . . . .</b>	<b>22</b>
<b>2.3</b>	<b>Les spectres <i>FUSE</i> des étoiles de l'échantillon . . . . .</b>	<b>37</b>

---

### 2.1 L'échantillon d'étoiles

L'échantillon d'étoiles que j'ai étudié durant ces trois années de thèse, contient 19 étoiles dont le type spectral s'échelonne de F4 à B2. Cet échantillon est hétérogène du fait que les étoiles ont été observées dans le cadre de différents programmes scientifiques, dont les objectifs diffèrent de l'un à l'autre. De ce fait, les étoiles de cet échantillon ne présentent pas toutes des caractéristiques communes. Cependant, l'objectif de mon étude était de constituer un échantillon aussi large que possible afin de déterminer la composition et l'état physique de la composante gazeuse circumstellaire autour d'étoiles d'âges et donc d'états d'évolution différents, ceci afin de mieux comprendre l'origine de ce gaz et son évolution jusqu'aux dernières phases de la formation planétaire.

La plupart des étoiles de type spectraux plus tardifs que B9 ont été observées dans le cadre du "Programme Disques Circumstellaires" de *FUSE* (programmes P et Q, voir Table 2.1). Initialement, les cibles de ce programme ont été sélectionnées pour leurs similitudes spectrales connues ou suspectées avec l'étoile  $\beta$ -Pictoris (Grady et al. 1996, 1997). Ces étoiles présentent des excès de flux infrarouge ainsi que des caractéristiques spectroscopiques, en particulier des composantes en absorption fines dans le domaine des IR, variables et décalées vers le rouge par rapport à l'étoile, qui laissent supposer la présence de matière circumstellaire.

Les étoiles Be de l'échantillon, pour lesquelles aucune preuve directe de disque n'a été trouvée, ont été observées dans le cadre de programmes du temps ouvert de l'instrument (voir Table 2.1), et ont été sélectionnées selon trois critères principaux :

- un fort rougissement, preuve de la présence d'une quantité significative de poussières circumstellaires.
- une valeur élevée du  $v \sin i$  qui assure que, dans le cas où un disque est présent, la ligne de visée traverse le disque. En effet, un  $v \sin i$  élevé est une preuve d'un

- angle d'inclinaison important de l'axe de rotation de l'étoile par rapport à la ligne de visée.
- un type spectral plus précoce que B9 qui garantit un flux photosphérique important dans le FUV, permettant l'observation de raies d'absorption.

Les étoiles observées sont, pour la plupart, des étoiles pré-séquence principale appartenant à la classe des étoiles Ae/Be de Herbig. Deux étoiles de cet échantillon, HD141569 et HD109573, sont des étoiles de Herbig dites de transition. Certains auteurs les classent étoiles de Herbig, alors que d'autres les qualifient d'étoiles de la séquence principale. En effet, ces objets de transition présentent des caractéristiques d'étoiles de Herbig mais dans un diagramme HR, elles apparaissent sur la ZAMS. Enfin, l'échantillon contient  $\beta$ -Pictoris, qui est une étoile de la séquence principale de type spectral A5.

La Table 2.2 présente les paramètres stellaires principaux de ces étoiles. Pour certaines étoiles, les températures effectives et les  $v \sin i$  ont été déterminés par l'ajustement d'un spectre synthétique sur les spectres FUV et UV. En effet, pour une même étoile, des températures effectives très diverses (sur des intervalles de plusieurs milliers de Kelvins) sont répertoriées dans la littérature, et dépendent du type d'observations et/ou de la méthode utilisée pour la détermination. En ce qui concerne HD100546 et HD176386, ces deux étoiles sont répertoriées dans la littérature comme ayant quasiment la même température effective, 10470 K pour HD100546, et 10700 K pour HD176386, et donc le même type spectral (B9V). Or, la distribution spectrale d'énergie dans le FUV de ces étoiles est totalement différente. Le flux photosphérique de HD176386 dans le FUV est détectable jusqu'à 1000Å, alors que celui de HD100546 devient très faible en-dessous de 1100Å, ce qui prouve que cette dernière est beaucoup plus froide. L'ajustement de spectres synthétiques d'atmosphère stellaire sur les spectres observés, a permis d'estimer la température de HD176386 à  $\sim 12\,000$  K. La même méthode a été utilisée pour plusieurs étoiles de l'échantillon (voir Annexe A et Bouret et al. 2003).

Les âges et les masses des étoiles ont été calculés pour cette étude par L. Testi à partir des modèles d'évolution de Palla & Stahler (1999).

La Figure 2.1 présente les étoiles de l'échantillon reportées dans un diagramme HR qui montre leur statut évolutif. Comme on peut le remarquer, certaines étoiles massives de l'échantillon semblent être déjà sur la séquence principale, alors qu'elles répondent parfaitement aux critères de classification des étoiles de Herbig énoncés au chapitre 1. Ceci provient principalement du fait que d'importantes incertitudes existent sur la détermination des masses des étoiles à partir des modèles d'évolution tels celui de Palla & Stahler (1993), et donc sur l'âge des étoiles.

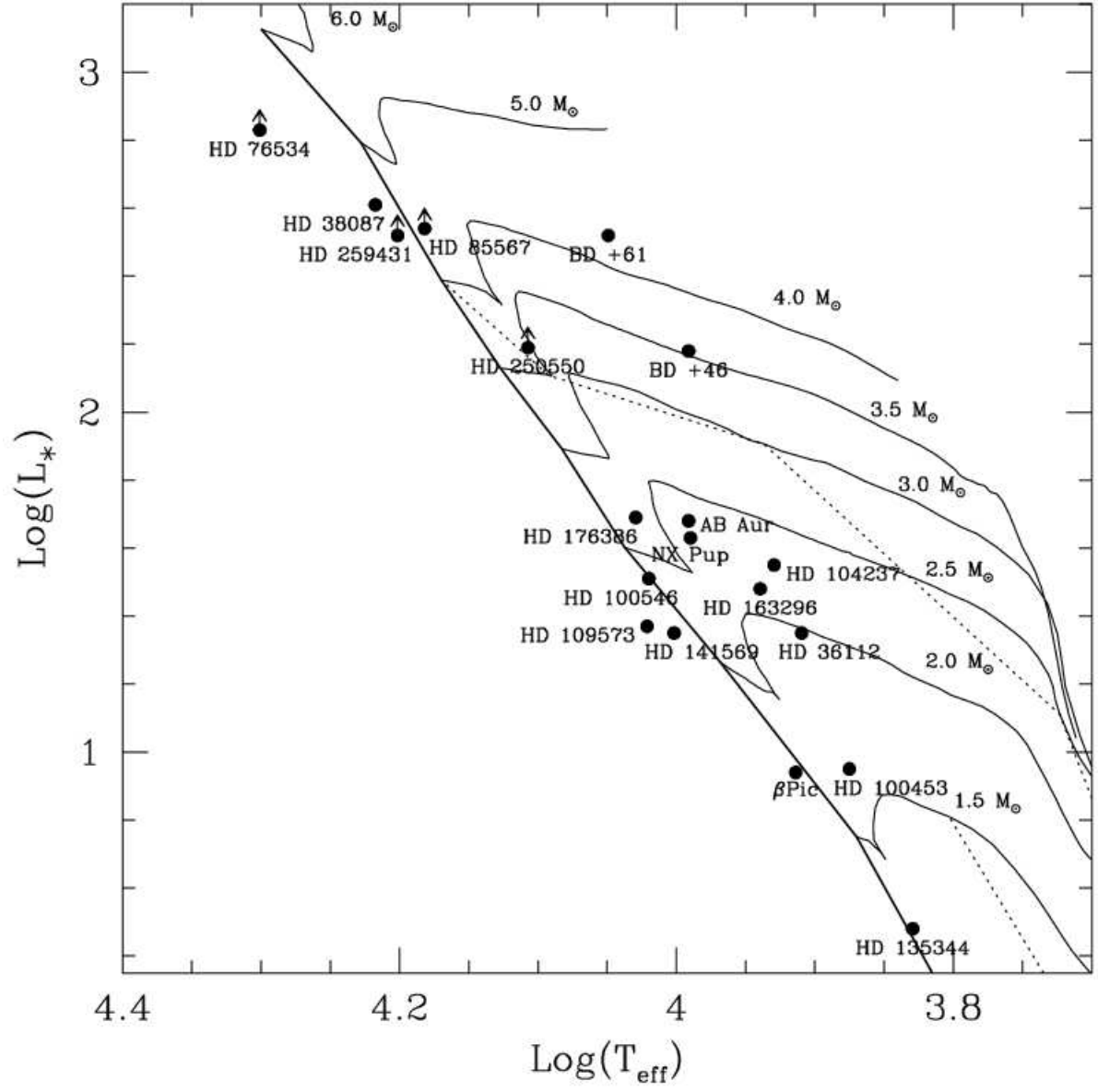


FIG. 2.1 – Diagramme HR montrant le statut évolutif des étoiles de l'échantillon.

TAB. 2.1 – Programmes d’observations pour chaque étoile de l’échantillon. La fente de *FUSE* LWRS a pour taille  $30'' \times 30''$  et la MDRS,  $4'' \times 20''$ .

Étoile	$\alpha$ (2000)	$\delta$ (2000)	V (mag)	Programme FUSE	Nom du P.I.	Temps total de pose (ks)	Fente
$\beta$ -Pic	05 47 17.09	-51 03 59.45	3.86	P219	A. Vidal-Madjar	24.78	LWRS
				Q119	M. Deleuil	34.50	LWRS
				C132	J.-C. Bouret	47.79	LWRS
HD135344	15 15 48.44	-37 09 16.03	8.61	Q306	A. Lecavelier des Etangs	8.44	LWRS
HD100453	11 33 05.57	-54 19 28.54	7.79	C126	C. Grady	11.79	LWRS
HD36112	05 30 27.53	+25 19 57.08	8.29	Q319	M. Deleuil	7.10	LWRS
HD104237	12 00 05.08	-78 11 34.56	6.59	P163	E. Wilkinson	18.97	LWRS
				P263	E. Wilkinson	20.84	LWRS
HD163296	17 56 21.29	-21 57 21.88	6.87	P219	A. Vidal-Madjar	15.92	LWRS
				Q219	A. Lecavelier des Etangs	16.16	LWRS
NX PUP	07 19 28.26	-44 35 11.28	9.96	Z906	Observatory Program	17.80	LWRS
AB Aur	04 55 45.84	+30 33 04.29	7.06	P119	A. Vidal-Madjar	13.66	LWRS
				P219	A. Vidal-Madjar	15.55	LWRS
BD+46°3471	21 52 34.10	+47 13 43.61	10.16	Z906	Observatory Program	10.09	LWRS
HD141569	15 49 57.75	-03 55 16.36	7.0	Q319	M. Deleuil	6.79	LWRS
HD100546	11 33 25.44	-70 11 41.24	6.70	P119	A. Vidal-Madjar	10.35	LWRS
				P219	A. Vidal-Madjar	11.94	LWRS
HD109573	12 36 01.03	-39 52 10.22	5.78	B091	M. Jura	12.38	LWRS
BD+61°154	00 43 18.25	+61 54 40.13	10.64	Z906	Observatory Program	4.70	LWRS
HD176386	19 01 38.93	-36 53 26.55	7.30	P119	A. Vidal-Madjar	14.98	LWRS
				P219	A. Vidal-Madjar	27.39	LWRS
HD250550	06 01 59.99	+16 30 56.73	9.57	B038	C. Catala	9.06	LWRS
HD85567	09 50 28.54	-60 58 02.96	8.57	Z906	Observatory Program	7.06	LWRS
HD259431	06 33 05.19	+10 19 19.98	8.81	B038	C. Catala	16.68	LWRS
HD38087	05 43 00.57	-02 18 45.37	8.32	A063	A. Witt	31.12	LWRS
				P116	T.P. Snow	4.00	MDRS
HD76534	08 55 08.71	-43 27 59.86	8.02	B038	C. Catala	5.71	LWRS



TAB. 2.2 – Paramètres physiques principaux des étoiles de l'échantillon.

Étoile	Type Spectral	$T_{eff}$ (K)	E (B-V)	$v \sin i$ (km s <sup>-1</sup> )	Vrad (km s <sup>-1</sup> )	Age <sup>(b)</sup> (Myr)	Masse <sup>(b)</sup> (M <sub>☉</sub> )	Distance (pc)	Log L <sub>*</sub> (L <sub>☉</sub> )	Inclinaison du disque (°)	Ref.
$\beta$ Pic	A5V	8200	0.02	140	+20	20	1.75	19.3	0.94	~0	1,2,3,4,5,6
HD 135344	F4V	6750	0.15	69	-3	30	1.3	84	0.48	79±2	1,7,8,9,10
HD 100453	A9	7500	0.08	39	–	10	1.7	114	0.95	~65	1,8,9,11,12
HD 36112	A5	8120	0.07	60	+17.6	3.1	2.0	200	1.35	53-57	1,10,12,13,14,15
HD 104237	A4	8500	0.10	10	+14	2	2.3	116	1.55	78±4	1,8,12,13,16,17
HD 163296	A1Ve	8700	0.06	133	+4	4.7	2.2	122	1.48	60±5	1,13,18,19,20
NX PUP	A0	9770	0.19	120	–	2.8	2.4	450	1.63	?	1,13,21,22,23
AB Aur	A0V	9800	0.16	100	+21	2.6	2.4	144	1.68	55-63	1,24,25,26,27
BD+46°3471	A0/B9V	9800	0.29	150	+8	0.5	2.5	900	2.18	?	1,13,26,28,29
HD 141569	B9V	10040	0.13	236	-6.4	5	2.0	108	1.35	51±3	1,13,30,31
HD 100546	B9V	10470	0.08	55	+17	≥ 9.0	2.4	103	1.51	51±3	1,12,13,32,33
HD 109573	B9	10500	0.03	152	+9.4	≥ 8	2.2	67	1.37	20.5±3	1,34,35,36,37
BD+61°154	B9/B8	11200	0.69	–	-28	0.2	4.3	650	2.52	?	1,24,26,39
HD 176386	B9/B8	12000 <sup>(a)</sup>	0.19	220	+7.3	2.8	2.7	140	1.69	n	1,38
HD 250550	B7	12800 <sup>(a)</sup>	0.22	110 <sup>(a)</sup>	+31	1.0	3.6	≥ 160	2.19	n	1,13,24,40
HD 85567	B5V	15200 <sup>(a)</sup>	0.23	60 <sup>(a)</sup>	0/-5	1.0	4.2	≥ 480	2.54	n	1,13,41
HD 259431	B5	15900 <sup>(a)</sup>	0.26	95 <sup>(a)</sup>	+43	≤ 1.0	4.4	290-800	2.52	n	1,13,24,40
HD 38087	B5V	16500 <sup>(a)</sup>	0.29	100 <sup>(a)</sup>	+33	≥ 0.5	4.5 - 4.7	381	2.61	n	1,16 <sup>(c)</sup>
HD 76534	B2	20000 <sup>(a)</sup>	0.32	110 <sup>(a)</sup>	+17	≥ 0.5	≥ 5	≥ 160	2.83	n	1,13,24,42

“?” pour les étoiles supposées avoir des disques mais dont l'inclinaison n'a jamais été estimée; “n” pour les étoiles dont on n'a aucune preuve de la présence d'un disque. Les angles d'inclinaison des disques sont donnés par rapport à la ligne de visée.

(a) Déterminé à partir de notre modélisation du spectre (détails sur la méthode Bouret et al. 2003); (b) Calculés par Dr. L. Testi à partir des modèles d'évolution de Palla & Stahler (1999); (c) Luminosité calculée grâce aux corrections bolométriques;

(1) base de données SIMBAD; (2) Smith & Terrile (1984); (3) Barrado y Navascués et al. (1999); (4) Deleuil et al. (2001); (5) Bouret et al. (2002); (6) Crifo et al. (1997); (7) Malfait et al. (1998); (8) Meeus et al. (2001); (9) Dominik et al. (2003); (10) Dent et al. (2005); (11) Meeus et al. (2002); (12) Acke & Waelkens (2004); (13) van den Ancker et al. (1998); (14) Beskrovnaya et al. (1999); (15) Eisner et al. (2004); (16) Bertout et al. (1999); (17) Grady et al. (2004); (18) Cidale et al. (2001); (19) Mora et al. (2001); (20) Grady et al. (2000); (21) Corcoran & Ray (1997); (22) Valenti et al. (2000); (23) Böhm & Catala (1995); (24) Finkenzeller & Jankovics (1984); (25) Böhm & Catala (1993); (26) Bouret & Catala (1998); (27) Eisner et al. (2003); (28) Lada (1985); (29) Hernández et al. (2004); (30) Dunkin et al. (1997); (31) Weinberger et al. (1999); (32) Donati et al. (1997); (33) Augereau et al. (2001); (34) Torres et al. (2003); (35) Royer et al. (2002); (36) Gerbaldi et al. (1999); (37) Augereau et al. (1999); (38) Siebenmorgen et al. (2000); (39) Millan-Gabet et al. (2001); (40) Bouret et al. (2003); (41) Miroshnichenko et al. (2001); (42) Martin et al. (2004).

## 2.2 A propos des étoiles de l'échantillon

### 2.2.1 Les étoiles à disques

#### $\beta$ -Pictoris

Le disque de  $\beta$ -Pictoris, étoile de la séquence principale de type A5, est le premier disque circumstellaire observé directement en imagerie optique (Smith & Terrile 1984, voir Figure 2.2). C'est certainement l'un des systèmes les plus remarquables non seulement par ses dimensions, le disque s'étendant sur plus de 1200 AU autour de l'étoile (Smith & Terrile 1987; Kalas & Jewitt 1995) et sa masse estimée à quelques masses lunaires (Zuckerman & Becklin 1993), mais également par la complexité de sa composante gazeuse.

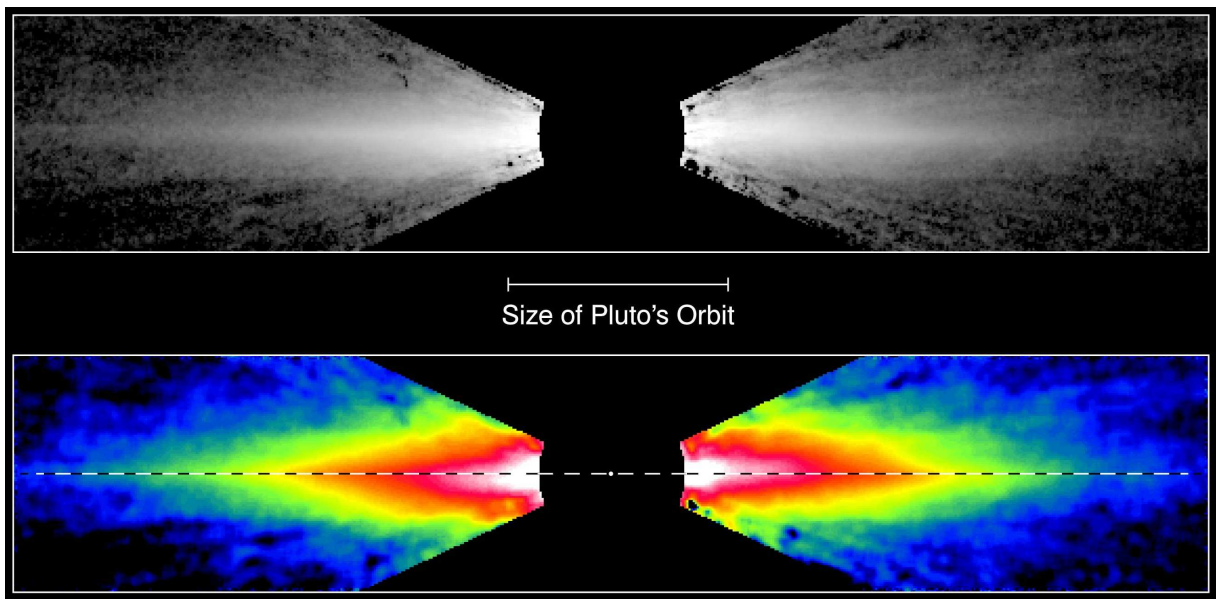


FIG. 2.2 – Images coronagraphiques *HST* du disque de seconde génération autour de l'étoile évoluée  $\beta$ -Pictoris (C. Burrows & J. Krist, 1996).

Le disque de  $\beta$ -Pictoris appartient à la classe de disques appelés *disques de seconde génération* (Backman & Paresce 1993; Lagrange et al. 2000). Dans un tel disque, optiquement mince, la pression de radiation venant de l'étoile expulse les particules de taille inférieure au micron sur une échelle de temps de l'ordre d'une orbite (Artymowicz 1988). Par ailleurs, les collisions entre particules de taille supérieure au micron produisent des fragments sub-millimétriques, qui sont eux aussi expulsés rapidement du système par la pression de radiation. De ce fait, le temps de vie d'un grain de poussière circumstellaire typique dans un tel disque, n'est que de quelques milliers d'années, ce qui est vraiment très court en comparaison de l'âge d'une étoile de la séquence principale. Par conséquent, la poussière présente dans de tels disques de débris ne peut pas être primordiale, d'où le nom de "*seconde génération*". Cette poussière est produite par la destruction de corps solides de type astéroïdes ou comètes. Ce mécanisme de production passe peut-être par des collisions entre planétésimaux, et/ou par l'évaporation de corps cométaires, scénario confirmé par les observations du gaz (voir revue de Vidal-Madjar et al. 1998).

L'orientation particulièrement favorable du disque qui est vu par la tranche, a permis dès 1985 de mettre en évidence une contrepartie gazeuse au disque de poussière (Kondo & Bruhweiler 1985; Hobbs et al. 1985). Cette composante gazeuse se traduit par la présence de raies spectrales fines en absorption au fond des raies photosphériques correspondant à des éléments neutres comme le Fe I ou ionisé comme le Ca II, le Fe II, l'Al III ou encore le C IV (e.g. Lagrange-Henri et al. 1988; Deleuil et al. 1993; Vidal-Madjar et al. 1994; Lagrange et al. 1995). Certaines de ces raies présentent des variabilités sur des échelles de temps allant de quelques heures à quelques jours. Les variations rapides de certaines raies comme le Ca II K ont été attribuées à l'évaporation de corps de type cométaires, les "Falling Evaporating Bodies" (ou FEBs), en chute libre vers l'étoile. Cette hypothèse a été validée par des simulations numériques (Beust et al. 1991, 1998).

La découverte des raies en émission de O VI, C III, ainsi que du multiplet du C III excité dans le spectre *FUSE* de  $\beta$ -Pictoris est une première (Deleuil et al. 2001). Elles apportent la preuve d'un milieu très chaud, ionisé par collisions, relativement proche de l'étoile, analogue au système chromosphère-région de transition tel celui mis en évidence pour certaines étoiles de Herbig (chapitre 1). Cette hypothèse a été validée sur la base d'un modèle physique numérique d'une telle région, incluant un code de synthèse spectrale (Bouret et al. 2002). La découverte d'une telle activité est importante car elle confirme que l'activité stellaire existe même dans les étoiles de la séquence principale de type spectral aussi précoce que  $\beta$ -Pictoris. En effet, les modèles standards d'évolution stellaire prédisent que les étoiles de type A ne possèdent pas de zone convective capable, par dissipation magnétique et/ou acoustique, de chauffer le gaz de la haute atmosphère stellaire jusqu'à plusieurs centaines de milliers de Kelvins.

Cependant, il convient de noter que l'observation du triplet de O VII en émission dans le domaine des rayons X avec satellite *XMM-NEWTON*, ont été interprétées comme des signes d'accrétion plutôt qu'en terme de chromosphère étendue par M. et al. (2005).

### HD141569A

HD141569A est une étoile dite de transition de type spectral B9. Elle est l'étoile primaire d'un système triple. Ses compagnons sont des étoiles de type spectral M2 et M4, respectivement. Elle est entourée d'un disque de débris incliné de  $51^\circ \pm 3^\circ$  par rapport à la ligne de visée, s'étendant sur 400 AU autour de l'étoile, et qui a été observé en imagerie directe (voir Figure 2.3; Weinberger et al. 1999; Augereau et al. 1999; Mouillet et al. 2001; Clampin et al. 2003).

Le disque présente une structure en double anneau (Figure 2.3), c'est-à-dire que le disque présente une région déficiente en matière circumstellaire ou un gap (e.g. Weinberger et al. 1999; Dent et al. 2005). Il est supposé être aplati (Acke et al. 2005), puisque la SED de l'étoile a les mêmes propriétés que les SEDs du groupe II de Meeus et al. (2001).

La SED de cette étoile présente un fort excès de flux dans l'infrarouge lointain, et un faible excès dans le proche infrarouge, aux longueurs d'ondes inférieures à  $5\mu\text{m}$  (Malfait et al. 1998). Ceci implique que la poussière a été dissipée dans les régions du disque les plus proches de l'étoile, résultat confirmé par les observations en CO de Brittain & Rettig (2002) qui montrent que les parties internes du disque, à moins de 17 AU de l'étoile, sont "vides" de gaz et de poussière. Ces derniers ont également observés du  $\text{H}_3^+$  en émission,

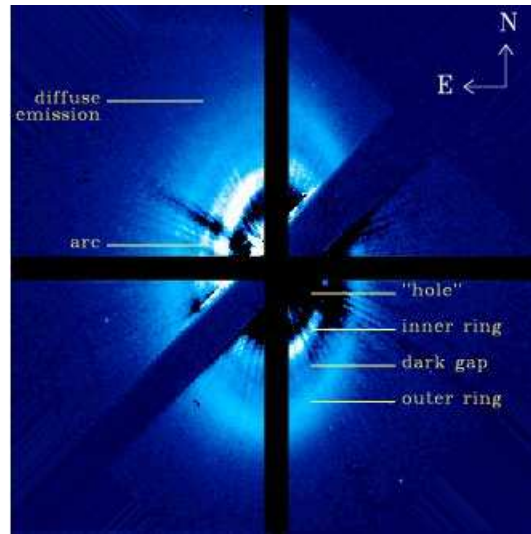


FIG. 2.3 – Disque de HD141569 imagé par le *HST/STIS* dans le domaine visible (Mouillet et al. 2001; Augereau & Papaloizou 2004).

supposé provenir d'un coeur dense, de type embryon de planète gazeuse, orbitant autour de l'étoile. Cependant, Goto et al. (2005) ont tenté à plusieurs reprises entre 2001 et 2005, de détecter 11 transitions différentes de  $H_3^+$  sans succès.

Dunkin et al. (1997) ont observé dans le domaine visible la raie  $H\alpha$  qui présente un profil double pic interprété comme une signature de rotation Képlérienne. Contrairement à la raie  $H\alpha$ , la raie de  $[O\ I]$  à  $6300.31\text{\AA}$  a un profil simple pic mais est très large. Acke et al. (2005) ont conclu de leur modélisation de cette raie d'émission qu'un tel profil indique que l' $[O\ I]$  ne peut pas provenir du disque, puisque l'étoile n'illumine pas les régions externes du disque qui est supposé être de type "*self-shadowed*". Ces auteurs évoquent la possibilité que l' $[O\ I]$  provienne des régions plus proches de l'étoile que le bord interne du disque.

Enfin, à partir d'observations spectroscopiques en absorption à très haute résolution dans le domaine visible, Sahu et al. (1998) ont identifié deux composantes en vitesse radiale sur la ligne de visée en direction de HD141569A. La première a une vitesse radiale de  $+5.1\text{ km s}^{-1}$  et est probablement proche de l'étoile, et la seconde a une vitesse de  $+20.1\text{ km s}^{-1}$  (également détectée dans le même domaine de longueurs d'onde par Penprase 1993), et correspond à l'enveloppe de faible extinction du nuage sombre interstellaire L134N (les vitesses sont données dans le référentiel de l'étoile). Il convient cependant de souligner que la présence de la composante à  $+5.1\text{ km s}^{-1}$  n'a été détectée qu'à partir de la seule raie d'absorption de Ca II K, alors que la composante à  $+20.1\text{ km s}^{-1}$  est observée dans les raies de Ca II K, Na I D1 et D2, K I et CH. Dunkin et al. (1997) ont également observé des raies d'absorption de Na I D1 et D2 plus profondes que les raies prédites par leur modèle photosphérique, et ont conclu, du fait du manque de résolution spectrale, à la possible présence d'une composante circumstellaire.

### HD109573

HD109573 est également une étoile dite de transition de type spectral B9. La présence d'un disque de débris a été mise en évidence par les observations en imagerie directe dans le proche infrarouge (Augereau et al. 1999). De ces observations, Augereau et al. (1999) ont déduit que le disque est vu sous une faible inclinaison, soit  $20.5 \pm 3^\circ$  par rapport à la ligne de visée (voir Figure 2.4). Le disque de poussières a une structure en double anneau, détectée également en imagerie dans le domaine des infrarouges moyens. Le bord interne du premier anneau est situé entre 4 et 9 AU de l'étoile, et l'anneau externe débute à environ 70 AU de l'étoile (Wahhaj et al. 2005; Augereau et al. 1999) et a une épaisseur d'environ 15 AU avec une inclinaison de  $13 \pm 1^\circ$  par rapport à la ligne de visée (Telesco et al. 2000). Ces deux anneaux sont séparés par une région vide de matière située entre 55 et 60 AU de l'étoile centrale, conséquence probable de la formation planétaire (Augereau et al. 1999).

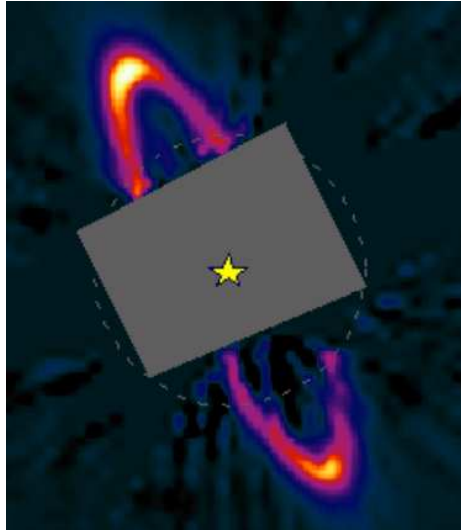


FIG. 2.4 – Image coronographique *HST/NICMOS* ( $1.1\mu\text{m}$ ) du disque de débris autour de l'étoile HD109573 (Telesco et al. 2000).

Le disque de HD109573 est très pauvre en gaz, en accord avec son statut de disque de débris (Augereau et al. 1999). Dans le domaine sub-millimétrique, aucune raie d'émission de CO provenant du disque n'a été observée (Liseau 1999). Une étude identique a été menée par Greaves et al. (2000). Ces auteurs ont montré que la limite supérieure sur la quantité de poussières implique que le disque contient moins de 1 à 7  $M_\oplus$  de  $\text{H}_2$ .

Des raies d'absorption du Fe II, du Si II et du Ca II ont été observées en optique et dans le domaine FUV en direction de cette étoile (Holweger et al. 1999; Chen & Kamp 2004). Deux composantes en vitesse radiale ont été observées dans le spectre *FUSE* par Chen & Kamp (2004) pour ces espèces et sont vraisemblablement d'origine interstellaire. Ces derniers ont estimé que du gaz en rotation Képlérienne situé à 70 AU de l'étoile, devrait avoir une vitesse radiale de  $\sim +5.5 \text{ km s}^{-1}$ . De plus, à une telle distance de l'étoile, les niveaux d'énergie sont peuplés par *UV pumping* faisant apparaître les niveaux de structure fine des différentes espèces (voir Annexe B). Or, aucune raie correspondant aux

niveaux de structure fine des espèces atomiques n'a été observée (Chen & Kamp 2004). En supposant que le disque de HD109573 est composé en grande partie de gaz atomique, avec leur modèle de disque, ces auteurs ont estimé que la température du gaz est de 65 K et que la masse de gaz contenue dans le disque doit être inférieure à  $1 M_{\oplus}$ . Les observations dans le domaine sub-millimétrique impliquent une masse de poussière supérieure à  $0.25 M_{\oplus}$  (Greaves et al. 2000). A partir de ces limites, Chen & Kamp (2004) ont déduit un rapport gaz-sur-poussière très faible pour le disque ( $\leq 4$ ). Cependant, le modèle utilisé étant un modèle de gaz en équilibre hydrostatique, la masse de gaz dépend de sa température et par conséquent, le rapport gaz-sur-poussière dépend également de la température. La modélisation des raies observées en fonction de la température du gaz a permis à Chen & Kamp (2004) de montrer qu'un rapport gaz-sur-poussière de 100 est en accord avec les densités de colonne de toutes les espèces observées à l'exception du C II, qui lui, nécessite un rapport gaz-sur-poussière de 2 pour être reproduit correctement. Un rapport gaz-sur-poussière de 100 correspond à une masse de gaz de  $5 M_{\oplus}$ . De ce fait, quelque soit la valeur du rapport gaz-sur-poussière, la masse de gaz est inférieure  $5 M_{\oplus}$ , ce qui est trop faible pour former des planètes. Donc si la formation planétaire a eu lieu, les planètes géantes gazeuses sont déjà formées (Chen & Kamp 2004).

## HD100546

HD100546 est une étoile de Herbig de type spectral B9, proche et relativement isolée. La présence d'un disque autour de cette étoile a été tout d'abord suspectée à partir de son très fort excès IR dues aux poussières circumstellaires (Thé et al. 1994). Récemment les observations coronographiques ont montré la présence d'un disque étendu dans le proche IR (voir Figure 2.5, Pantin et al. 2000; Augereau et al. 2001) et dans le visible, incliné de  $51^{\circ} \pm 3^{\circ}$  par rapport à la ligne de visée (Augereau et al. 2001; Grady et al. 2001). La modélisation de la SED de cette étoile a montré que le disque de HD100546 est un disque ouvert (voir chapitre 1, Dullemond 2005). La distribution spatiale des poussières déterminée à partir du spectre *ISO* dans l'infrarouge moyen, montre que le disque de HD100546 est tronqué dans les 10 premières AU de l'étoile, conséquence possible de la formation d'un proto-Jupiter (Bouwman et al. 2003). La rotation Képlérienne du disque a été mise en évidence par l'observation d'un profil double-pic pour la raie de [OI] à  $6300.31 \text{ \AA}$  (Acke et al. 2005).

La composante de poussières est caractérisée par des signatures en émission dans l'infrarouge dues à des corps solides (Waelkens et al. 1996) dont des particules de poussière riches en carbone et en oxygène. En plus de la présence de silicates amorphes, des signatures de silicates cristallins ont été observées (Bouwman et al. 2001). Les similitudes entre le spectre *ISO* de cette étoile et celui de la comète Hale-Bopp (Malfait et al. 1998) suggèrent que la croissance des grains (coagulation) a déjà commencé. La poussière observée est vraisemblablement produite par collisions de divers corps solides (Pantin et al. 2000; Bouwman et al. 2001). Un scénario a été proposé par Bouwman et al. (2001), selon lequel ces collisions seraient induites par des interactions gravitationnelles avec un proto-Jupiter orbitant autour de l'étoile. Les observations qui viennent d'être citées montrent que le disque de HD100546 est relativement évolué.

Cependant, HD100546 est située à proximité du nuage sombre interstellaire DC296.2-

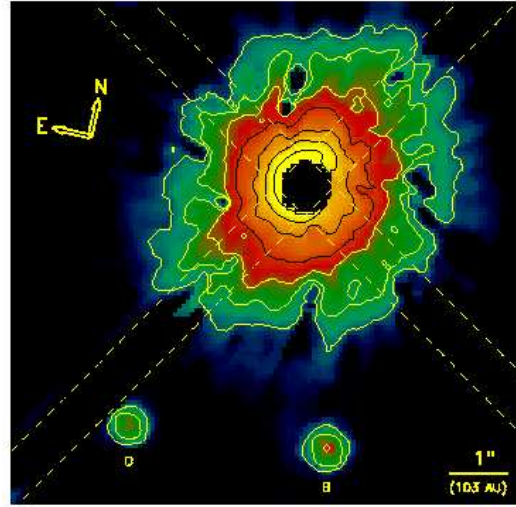


FIG. 2.5 – Image du disque de HD100546 obtenue avec *HST/NICMOS* (Augereau et al. 2001)

7.9 (Vieira et al. 1999). De plus, comme la plupart des étoiles appartenant à la classe des étoiles de Herbig, les raies  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , et  $HeI$  (à  $5876\text{\AA}$ ), sont observées en émission dans le spectre de HD100546, et présentent de très fortes variations sur des échelles de temps allant de quelques heures à quelques jours (Vieira et al. 1999). Les raies d'absorption du doublet de  $NaI$  D1 et D2 présentent également des variations sur des échelles de temps comparables à celles des raies d'émission. Ces propriétés spectrales ont été interprétées comme des signes d'accrétion. Très récemment, des variations des raies d'absorption de  $NI$  et  $OI^1D$  dans le domaine des FUV ont été mises en évidence (Deleuil et al. 2004). Ces variations montrent à la fois la présence d'éjection de matière et d'accrétion. Ces signatures spectrales suggèrent la présence d'une magnétosphère qui interagit probablement avec les parties les plus internes du disque (Deleuil et al. 2004). De plus, les raies d'émission d'éléments très ionisés comme le  $CIII$  ou l' $OVI$  ont été observées dans le spectre *FUSE* de cette étoile. L'observation de ces raies met en évidence la présence d'une région proche de l'étoile, chauffée à des températures nettement supérieures à la température effective de HD100546 (Deleuil et al. 2004). Toutes ces caractéristiques sont en général observées pour des étoiles peu évoluées. L'estimation de l'âge de HD100546 fait l'objet d'une discussion au paragraphe 4.4.

Des composantes variables en absorption très décalées vers le rouge ont été également observées dans le domaine UV (Grady et al. 1996). Du fait des similitudes spectrales avec l'étoile  $\beta$ -Pictoris, Grady et al. (1997) ont proposé que ces signatures spectrales étaient dues à la présence de FEBs dans le disque de HD100546. Or, Beust et al. (2001) ont montré que, dans le cas de étoiles de Herbig, la présence d'un fort champ de rayonnement ainsi que d'un vent stellaire, ne permet pas de reproduire ces signatures spectrales par un modèle de FEBs, comme dans le cas de  $\beta$ -Pictoris.



## HD163296

HD163296 est une étoile de Herbig de type spectral A1 et d'âge estimé à 4.7 millions d'années. Comme HD100546, elle fait partie des quelques étoiles de Herbig isolées. Le disque de cette étoile a tout d'abord été révélé par l'observation du CO en interférométrie dans le domaine des ondes millimétriques (Mannings & Sargent 1997), puis il a été observé en imagerie directe dans le visible (Figure 2.6 ; Grady et al. 2000). Son angle d'inclinaison par rapport à la ligne de visée est de  $60^\circ \pm 5^\circ$  (Mannings & Sargent 1997; Grady et al. 2000). L'analyse de la SED indique que ce disque est un disque de type “self-shadowed” (voir chapitre 1 ; Dullemond 2005).

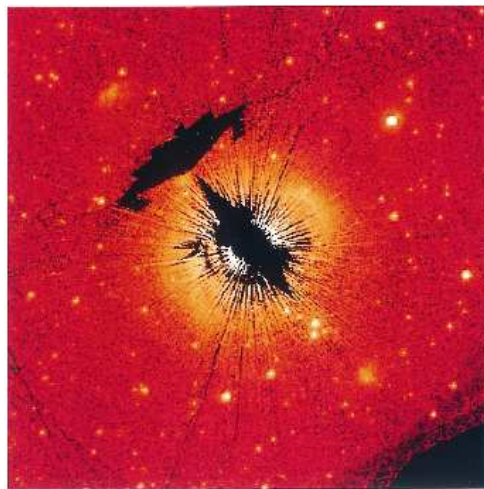


FIG. 2.6 – Image du disque de HD163296 obtenue avec le *HST/STIS* (Grady et al. 2000).

Bouwman et al. (2000) ont montré que pour reproduire le niveau de flux depuis les longueurs d'ondes sub-millimétriques jusqu'aux ondes radio, les grains de poussière doivent avoir des tailles sub-millimétriques à millimétriques. Les poussières sont en majeure partie des silicates amorphes, des oxydes de fer, de la glace d'eau, et de silicates cristallins (van den Ancker et al. 2000). De plus, HD163296 n'est pas située à proximité d'un nuage interstellaire. Toutes ces caractéristiques montrent qu'il s'agit d'une étoile et d'un disque relativement évolués. Cependant, la masse de poussière contenue dans le disque a été estimée à partir du continu sub-millimétrique à  $2.8 \times 10^{-4} M_\odot$ , ce qui est du même ordre de grandeur que ce qui est estimé pour les disques peu ou pas évolués (Mannings & Sargent 1997).

Comme la plupart des étoiles de Herbig, le spectre de HD163296, de l'ultraviolet à l'infrarouge, est riche en raies d'émission, dont la plupart sont variables. Dans le visible, les raies de la série de Balmer présentent de très fortes variations en intensité et en position, avec un profil qui passe de double pic à un profil P Cygni sur des échelles de temps comprises entre une heure et plusieurs jours (Thé et al. 1994; Pogodin 1994). La plupart des raies d'émission d'espèces atomiques observées dans le visible et l'ultraviolet ont également des profils variables sur de courtes échelles de temps. Des variations périodiques



n'ont été mises en évidence que dans quelques cas, comme des modulations rotationnelles de la composante en absorption des profils P Cygni des raies de Mg II et Ca II (Catala et al. 1989). L'observation de profils P Cygni est caractéristique de la présence d'un vent. Plus récemment, Beskrovnaya et al. (1998) ont également observé des variations cycliques en positions pour les raies d'émission  $H\alpha$  et  $H\beta$ . De plus, les observations dans l'ultra-violet avec *HST/STIS* ont montré la présence de jets bipolaires (Devine et al. 2000). La présence de tels jets montre que le phénomène d'accrétion du gaz sur l'étoile est toujours en cours. Toutes ces caractéristiques sont des signes de jeunesse de l'étoile, et donc de son environnement.

Enfin, la présence des raies d'émission de O VI et C III, ainsi que des raies de fluorescence du Fe II dans le spectre *FUSE* de HD163296 ont été interprétées par Deleuil et al. (2005) en terme de chromosphère étendue telle celle mise en évidence pour AB Aur (voir chapitre 1). Cependant, un tel modèle de chromosphère ne reproduit pas tous les profils de raies observées, donc un second mécanisme de chauffage est nécessaire. Deleuil et al. (2005) ont proposé deux mécanismes susceptibles de produire de tels profils : (1) un mécanisme d'accrétion magnétique, fréquemment invoqué dans le cas des T Tauri qui présentent des raies d'émission intenses et variables (Bouvier et al. 2003) ; (2) un modèle de vent confiné par un champ magnétique, généralement utilisé pour expliquer l'émission dans le domaine des rayons X des étoiles de type Ap/Bp (Babel & Montmerle 1997).

## HD104237

HD104237 est une étoile de type spectral A4 dont l'âge a été estimé à 2 Myr. A partir de leur analyse multi-longueurs d'onde en imagerie et spectroscopie, Grady et al. (2004) ont montré que l'étoile était associée à plusieurs étoiles de la classe des T-Tauri, dont deux au moins possèdent des disques circumstellaires. HD104237 est entourée d'un disque circumstellaire (Figure 2.7) qui est incliné de  $\sim 78^\circ$  par rapport à la ligne de visée (Grady et al. 2004). Le bord interne du disque est situé à environ 0.5 AU de l'étoile et s'étend sur moins de 70 AU (Grady et al. 2004).

La SED de cette étoile a été interprétée comme une preuve de la présence d'un disque aplati de type "self-shadowed" (voir chapitre 1), ce qui est confirmé par l'absence des bandes de PAHs dans les spectres ISO, tel que le prédisent les modèles de disques géométriquement plats (Habart et al. 2004b).

La présence d'un vent stellaire a été mise en évidence par l'observation de profils P Cygni dans les raies h et k du Mg II dans le spectre IUE de cette étoile (Hu et al. 1991). Des raies d'émission d'éléments très ionisés tels le C IV, Si IV, C II, Si II, (etc...), ont également été observées, prouvant la présence d'une région chaude proche de l'étoile de type chromosphère étendue telle celle décrite pour AB Aur (voir chapitre 1).

Le spectre de HD104237 présente un excès de flux dans l'UV ainsi que des variations dans les raies d'émission  $Ly\alpha$ , NV et Si III interprétées comme des signes d'accrétion. L'émission étendue et le profil de la raie  $Ly\alpha$  indiquent la présence de microjets bipolaires qui ont permis de contraindre l'étendue spatiale du disque ainsi que son angle d'inclinaison (valeurs citées ci-dessus, Grady et al. 2004).

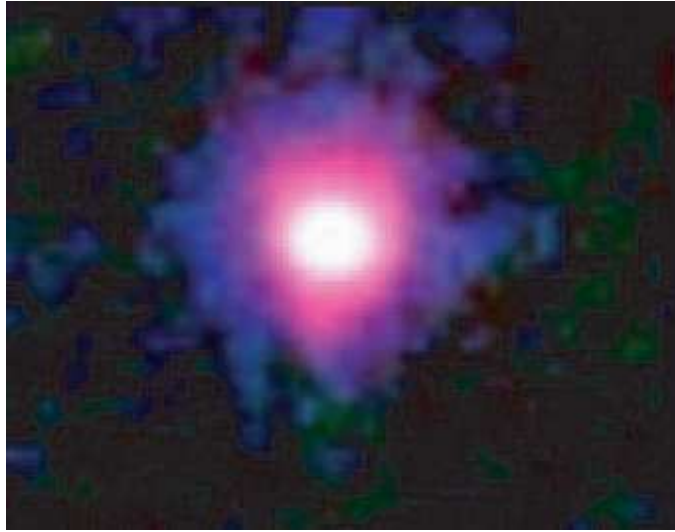


FIG. 2.7 – Image composite dans l’IR moyen du disque de HD104237 obtenue avec l’instrument *TIMMI2* sur le télescope de 3.6m à La Silla (Chili) (Grady et al. 2004).

## AB Aurigæ

AB Aur est le prototype de la classe des étoiles de Herbig. C’est une étoile de type spectral A0 qui satisfait à tous les critères qui définissent cette classe d’étoiles. C’est l’une des plus proches et des plus brillantes étoiles de Herbig, ce qui en fait l’une des HAeBes les plus étudiées. Les caractéristiques présentées ci-après forment donc une liste clairement non exhaustive.

Outre les signes d’activité qui ont été présentés au chapitre 1, AB Aur possède un disque circumstellaire étendu (voir Figure 2.8) qui a été détecté dans différents domaines de longueurs d’onde (e.g. Grady et al. 1999; Eisner et al. 2003; Pantin et al. 2004). Ce disque a un angle d’inclinaison compris entre  $55^\circ$  et  $63^\circ$  par rapport à la ligne de visée (Eisner et al. 2004). La SED de cette étoile, classée dans le groupe I de Hillenbrand et al. (1992) et plus récemment dans le groupe I de Meeus et al. (2001), indique que le disque est un disque ouvert (Dullemond et al. 2001). Le bord interne du disque est situé à une distance de 0.52 AU de l’étoile (Dullemond et al. 2001). Le disque s’étend sur une distance de l’ordre de 400 AU (Dominik et al. 2003).

De nombreuses observations du CO dans l’environnement d’AB Aur ont été obtenues. Le CO du disque a été observé pour la première fois en interférométrie dans les longueurs d’onde millimétriques par Mannings & Sargent (1997). L’étendue du disque déduite de ces observations est de 450 AU, ce qui est en accord avec la valeur déduite de la modélisation de la SED.

Les observations dans l’infrarouge obtenues par Brittain et al. (2003) montrent la présence de CO en émission provenant du disque d’AB Aur ayant une vitesse radiale de  $3 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$  dans le référentiel de l’étoile, ce qui est en accord avec la vitesse radiale des raies d’absorption de cette molécule mesurée à  $2 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$  dans les spectres *STIS* (Roberge et al. 2001). En utilisant les dimensions du disque données par le modèle de



FIG. 2.8 – Image coronographique *HST/STIS* du disque de AB Aurigæ (Grady et al. 1999).

disque ouvert de Dullemond et al. (2001), Brittain et al. (2003) ont montré que le CO chaud qu'ils observent est situé au niveau du bord interne du disque, alors que le CO froid est situé dans les régions externes du disque.

Il convient de souligner que bien que les vitesses radiales du CO déduites des observations IR et UV sont identiques, les régions sondées par ces deux types d'observations ne sont pas les mêmes. En effet, les observations IR sont en émission et sondent le disque, alors que les observations UV sont en absorption et sondent la ligne de visée. Pour que ces deux types d'observations coïncident, il faut que la ligne de visée traverse le disque. Ce problème est discuté au chapitre 4, de même que l'origine des raies d'absorption observées dans les spectres *FUSE* et *STIS* (Roberge et al. 2001).

Très récemment Piétu et al. (2005) ont observé en interférométrie les isotopes du CO ainsi que le continu à 1.3 et 3 mm dans le disque d'AB Aur. Ces auteurs ont montré que le continu était dominé par la signature asymétrique en émission d'une structure de type spirale située à  $\sim 140$  AU de l'étoile. Ils ont également montré que l'émission des divers isotopes du CO indique que l'étoile est entourée d'une structure aplatie qui correspond au disque. Cependant, leur modèle de rotation Képlérienne ne reproduit cette émission en CO. Ils ont conclu de ces observations que le disque d'AB Aur n'est pas en rotation Képlérienne autour de l'étoile. Ces auteurs concluent sur un éventuel début de formation planétaire dans le disque dans lequel le régime Képlérien ne serait pas encore établi, mais ils n'excluent pas la possibilité que cette perturbation du disque soit due à la présence d'un compagnon situé à environ 40 AU de l'étoile.

Dans les cinq dernières années, de nombreuses observations ont eu pour objectif de détecter les raies rotationnelles pures du  $H_2$  provenant du disque de AB Aur (Thi et al. 2001; Richter et al. 2002; Bary et al. 2003). Dans les différentes études, les détections de ces raies sont faites à environ  $2\sigma$ , donc avec un très faible degré de confiance, les instruments utilisés n'ayant probablement pas la sensibilité suffisante pour observer en deçà de certaines quantités de  $H_2$ .

### BD+46°3471 et BD+61°154

Pour ces deux étoiles, comme pour les étoiles de l'échantillon qui sont présentées par la suite, aucune preuve directe (imagerie) de la présence d'un disque n'a été observée. Cependant, de nombreuses preuves plus ou moins indirectes ont été déduites des observations.

BD+46°3471, et BD+61°154 sont des étoiles de Herbig de type spectral A0/B9 et B9/B8 respectivement. Ces étoiles sont particulièrement intéressantes car elles ont de nombreuses similitudes spectrales avec AB Aur (Bouret & Catala 1998). Elles présentent toutes les deux des signes d'activité. Comme AB Aur, leurs spectres présentent des raies HeI et MgII en émission et un profil P Cygni pour la raie  $H\alpha$ , preuve de la présence d'un vent stellaire. De plus, des raies d'éléments très ionisés tels le CIV ont été observées. La présence de telles raies montre l'existence d'une région chaude très proche de l'étoile. Bouret & Catala (1998) ont expliqué ces signatures spectrales avec leur modèle de chromosphère étendue (voir chapitre 1).

Les SEDs de ces deux étoiles présentent un fort excès de flux dans l'infrarouge, et ont été classées dans le groupe I par Hillenbrand et al. (1992), supposant la présence d'un disque d'accrétion (voir chapitre 1). Ces auteurs ont estimé que le disque de BD+46°3471, s'étend sur 190 AU et celui de BD+61°154 sur 900 AU.

Très récemment, BD+46°3471 et BD+61°154 les SEDs de ces deux étoiles ont été interprétées comme similaires à celles des étoiles du groupe II de Meeus et al. (2001). De ce fait, les études récentes supposent que les disques de ces étoiles sont des disques aplatis de type "*self-shadowed*" (e.g Habart et al. 2004b; Acke et al. 2005).

Dans le cas de BD+46°3471, Monnier et al. (2005) ont utilisé un modèle de disque aplati pour reproduire leurs observations interférométriques en bande K (proche infrarouge) et ont déduit que la distance entre l'étoile et le bord interne du disque est de  $\sim 0.7$  AU. Ceci est en accord avec l'absence des bandes des PAHs dans les spectres ISO des deux étoiles, généralement expliquée par les modèles de disques aplatis (Habart et al. 2004b).

### NX Pupis

NX Pup est une étoile de type spectral AO. Elle est l'étoile primaire d'un système double. Aucune preuve directe (imagerie) de la présence d'un disque n'a été observée. Peu d'études ont été consacrées à l'étude de l'environnement de cette étoile. Cependant, quelques preuves indirectes ont été déduites des observations.

NX Pup est une étoile classée dans le groupe I de Hillenbrand et al. (1992), ce qui suppose la présence d'un disque d'accrétion. Ceci est confirmé par la présence de raies d'émission de MgII très décalées en vitesse radiale ( $+150 \text{ km s}^{-1}$ ) dans le spectre *IUE* (Hillenbrand 1995). De plus, dans le domaine optique, le profil de la raie  $H\alpha$  varie entre un profil P Cygni et un simple pic, et la raie de HeI à  $5876\text{\AA}$  présente un profil P Cygni inversé (Grady et al. 1996). Ces signatures spectrales ont été interprétées comme des preuves d'accrétion.

L'observation dans le spectre de NX Pup, de la raie de [O I] à  $6300.31\text{\AA}$ , symétrique et décalée à faible vitesse vers les longueurs d'onde bleues, comme on l'a vu au chapitre 1, peut être interprétée comme due à un vent stellaire ou un vent de disque (Böhm & Catala 1994; Corcoran & Ray 1997; Acke et al. 2005).

### HD36112

HD36112 est une étoile de type spectral A5 dont l'âge est estimé à 3 Myr. La SED de cette étoile présente un très fort excès de flux dans l'infrarouge (Malfait et al. 1998), qui a été expliqué par un modèle de disque associé à une enveloppe (Miroshnichenko et al. 1999). Par contre, Beskrovnaya et al. (1999), à partir d'une analyse multi-longueurs d'onde spectroscopique et photométrique, ont conclu sur la présence d'une enveloppe aplatie de gaz et de poussière.

Alors que l'interprétation de la SED de cette étoile est controversé, très récemment, les observations interférométriques à  $2.2 \mu m$  obtenues par Eisner et al. (2004) ont montré que l'étoile est entourée d'un disque ouvert incliné de  $53$  à  $57^\circ$  par rapport à la ligne de visée. A partir de leur modèle de disque, ces auteurs ont estimé que le bord interne du disque est situé à une distance d'environ  $0.2$  AU de l'étoile, et que le rayon externe du disque est de  $70$  AU, alors que les observations en CO dans le domaine millimétrique montrent que le disque de gaz s'étend jusqu'à  $170$  AU de l'étoile (Dent et al. 2005).

Outre la présence d'un disque circumstellaire, HD36112 présente des signes d'activité. En effet, la variation de profil de la raie  $H\alpha$ , qui passe d'un profil P Cygni à un simple pic en émission, montre la présence d'un vent stellaire (Pogodin 1995). Beskrovnaya et al. (1999) ont interprété leurs observations des raies d'émission de He I,  $H\alpha$  et Na I D comme due à la présence d'une chromosphère étendue. Enfin, ces auteurs ont mis en évidence des variations sur de très courtes périodes des raies circumstellaires dans le spectre de l'étoile, qu'ils ont attribuées à des ejections irrégulières de matière.

### HD135344

L'âge de HD135344 est estimé à  $30$  Myr, ce qui fait d'elle l'étoile la plus vieille de l'échantillon. Un tel âge est relativement jeune pour une étoile de type spectral F4 du fait de son temps d'évolution plus long que celui des étoiles plus massives (voir chapitre 1).

C'est une étoile appartenant au groupe des étoiles à disques ouverts (groupe I) suivant la classification de Meeus et al. (2001). Dominik et al. (2003) ont reproduit la SED de cette étoile avec un modèle de disque passif ouvert dont le rayon externe est de  $800$  AU.

L'hypothèse de la géométrie de disque ouvert est confirmée les observations des bandes des PAHs dans le domaine spectral autour de  $10 \mu m$  (van Boekel et al. 2005), en accord avec les observations *ISO* (Habart et al. 2004b). Cependant, l'émission de silicates est généralement observée dans le cas de disques ouverts, dans ce domaine de longueurs d'onde. La non détection des silicates dans le spectre de HD135344 a été interprétée par van Boekel et al. (2005) comme une déficience en petits silicates dans les  $10$  à  $20$  AU du disque les plus proches de l'étoile centrale. La croissance des grains a donc commencé dans le disque, et elle est plus rapide dans les parties les plus internes du disque que dans les parties externes (van Boekel et al. 2004).

Les observations en CO dans le domaine millimétrique réalisées par Dent et al. (2005) ont montré que le disque de HD135344 est riche en gaz. Ces auteurs ont déduit une masse de poussière de l'ordre de  $10^{-4} M_\odot$ . Ils ont estimé que le bord interne du disque de gaz se situe à moins de  $10$  AU de l'étoile et qu'il s'étend jusqu'à  $75 \pm 5$  AU.

La rotation Képlérienne du disque a été mise en évidence par l'observation de la raie interdite de [OI] à  $6300.31 \text{ \AA}$  qui présente un profil en double pic (Acke et al. 2005).

### HD100453

Cette étoile est une des étoiles de l'échantillon les moins documentées.

HD100453 est une étoile de type A9 dont l'âge est estimé à 10 Myr. Malgré la différence de type spectral, elle présente beaucoup de caractéristiques communes avec HD135344. C'est une étoile classée parmi les étoiles possédant un disque ouvert par Meeus et al. (2001). Sa SED a été reproduite par Dominik et al. (2003) avec leur modèle de disque passif ouvert. Ces derniers ont estimé que le rayon externe du disque est situé entre 300 AU et 600 AU de l'étoile. Comme pour HD135344, les bandes des PAHs ont été observées alors que l'émission des silicates n'est pas détectée (Habart et al. 2004b; van Boekel et al. 2005), ce qui est en accord avec les observations de Meeus et al. (2002). Donc pour HD100453 également, les régions internes du disque sont déficientes en petits silicates du fait de la coagulation rapide des grains dans les régions internes (van Boekel et al. 2004).

L'observation d'un profil en double pic pour la raie interdite de [O I] à 6300Å est une signature d'un mouvement de rotation Képlerienne.

## 2.2.2 Les étoiles Be

### HD176386

HD176386 est une étoile de Herbig de type spectral B9/B8 qui illumine la nébuleuse NGC 6726/7 (Bibo et al. 1992). Cette étoile est la primaire d'un système binaire située dans le nuage moléculaire *R Corona Australis* (Knacke et al. 1973; Grady et al. 1993; Chini et al. 2003).

La SED de HD176386 présente un fort excès dans l'infrarouge (Bibo et al. 1992; Grady et al. 1993; Prusti et al. 1994; Siebenmorgen et al. 2000). La FWHM déduite des observations avec *ISOCAM* est significative de la présence d'un halo étendu autour de HD176386, ce qui a été confirmé par les observations *ISOPHOT* à 7.3μm (Siebenmorgen et al. 2000).

Contrairement à ce qui est observé pour la plupart des étoiles de Herbig, aucune étude n'a rapporté l'observation de la raie Hα dans le spectre de HD176386.

Les raies d'absorption larges d'éléments très ionisés tels le C IV et le Si IV présentes dans le spectre *IUE* de cette étoile ont été interprétées par Grady et al. (1993) comme dues à un disque en accréation sur l'étoile ainsi qu'à une enveloppe chaude servant de réservoir de gaz.

Récemment, Hamaguchi et al. (2005) ont observé une très forte variation de luminosité dans le domaine des rayons X pour HD176386. Ces auteurs ont montré que cet excès de luminosité X ne peut pas être reproduit par un modèle de chocs dans le vent stellaire, comme on l'observe dans les étoiles de type O, mais serait plutôt d'origine magnétique. La variabilité de cette émission X provient d'une interaction magnétique entre HD176386 et sa binaire.

### HD250550

HD250550 est une étoile de Herbig de type spectral B7. Elle est associée à la région L 1586 qui présente un arc nébuleux en réflexion situé au nord-est à 24'' de l'étoile. Ce système (arc + étoile) est situé dans un nuage d'environ 5' de diamètre (Herbig 1960).

La SED de HD250550 présente un fort excès dans l'infrarouge, et a donc été classée dans le groupe I de Hillenbrand et al. (1992), qui regroupe les étoiles supposées être entourées de disques d'accrétion. De plus, les observations spectro-polarimétriques obtenues par Vink et al. (2002) ont mis en évidence une structure aplatie en rotation autour de l'étoile.

HD250550 présente de nombreuses similitudes avec AB Aur. Bouret & Catala (1998) ont expliqué la présence de raies d'éléments très ionisés dans le spectre de cette étoile par un modèle de chromosphère étendue, tel celui proposé dans le cas d'AB Aur (voir chapitre 1). Par ailleurs, le spectre de cette étoile présente des profils P Cygni pour la raie  $H\alpha$  ainsi que pour les raies du  $Mg II$ , ce qui montre la présence d'un vent stellaire (Bouret & Catala 1998).

Canto et al. (1984) ont observé l'émission du CO dans le domaine millimétrique. Leurs résultats suggèrent que le CO est d'origine interstellaire de par sa faible température et sa vitesse radiale qui est différente de celle de l'étoile.

### HD85567

HD85567 est une étoile de Herbig de type spectral B5. La SED de cette étoile présente un fort excès infrarouge, avec un excès plus faible entre 6 and  $10\mu m$ , qui suggère la présence de deux composantes de poussières optiquement minces, comme un disque composé de deux anneaux séparés par un gap (Lada & Adams 1992). Par contre, Malfait et al. (1998) ont montré que la SED de cette étoile est bien reproduite par un modèle d'enveloppe de poussières optiquement minces à deux composantes.

De plus, Miroshnichenko et al. (2001) ont observé, dans le domaine optique, les raies d'émission de  $H\alpha$ , certaines autres raies de la série de Balmer, O I, [O I], Ca II, Si II et Ne I. Les profils de certaines de ces raies, comme les raies de la série de Balmer, présentent des variabilités probablement dues à une composante circumstellaire. Ces profils indiquent une structure particulière de l'enveloppe entourant HD85567 : cette enveloppe est probablement non sphérique, avec une composante optiquement épaisse. Ces auteurs évoquent la présence possible d'une composante étendue de poussières optiquement minces. Ils ont conclu qu'il était impossible de trancher entre la présence d'une enveloppe étendue optiquement mince et d'un disque plus compact sans observations en imagerie directe.

### HD259431

HD259431 est une étoile de Herbig de type spectral B5 associée à la nébuleuse par réflexion L1605 (Finkenzeller & Mundt 1984).

Comme HD250550, HD259431 a été classée dans le groupe des étoiles entourées de disques d'accrétion par Hillenbrand et al. (1992) et les observations spectro-polarimétriques obtenues par Vink et al. (2002) ont mis en évidence une structure aplatie en rotation autour de l'étoile. De plus, les observations interférométriques dans l'IR moyen obtenues par Polomski et al. (2002) sont compatibles avec un modèle de disque modérément ouvert. Par contre, Malfait et al. (1998) ont reproduit la SED de cette étoile avec un modèle d'enveloppe de poussières optiquement minces à deux composantes.

Le spectre de HD259431 présente un profil P Cygni pour la raie  $H\alpha$  ainsi que des raies d'émission du Na I D typiques des étoiles P Cygni (Finkenzeller & Mundt 1984), ce qui

est caractéristique de la présence d'un vent. Finkenzeller (1985) a observé les multiplets 6F, 7F et 21F du [Fe II]. Les raies d'émission sont larges et asymétriques, ce qui implique des mouvements macroscopiques. Cet auteur a interprété ces raies comme la conséquence d'une interaction entre le vent stellaire et la matière circumstellaire environnante.

### HD38087

HD38087 est une étoile de Herbig de type spectral B5. L'observation de l'excès UV en émission vers 2175Å a été attribuée à la présence de grains de poussière de tailles plus importantes que ce que l'on observe dans le milieu interstellaire, de type silicates (e.g. Mathis & Wallenhorst 1981) ; cette hypothèse est confirmée par la SED. En effet, la SED de cette étoile présente un fort excès dans l'infrarouge lointain, avec un excès plus faible dans l'infrarouge proche, et un très faible excès entre 6 and 10µm (Malfait et al. 1998). Selon Malfait et al. (1998), le faible excès a deux origines possibles : l'émission free-free dans une enveloppe gazeuse, ou une déplétion en petits grains de poussière. Ces auteurs ont reproduit la SED de cette étoile avec un modèle d'enveloppe à une composante optiquement mince.

Aucune étude ne rapporte l'observation de la raie H $\alpha$ . Des raies d'absorption de Mg II, Si II, S II, Mn II, Fe II et C IV ont été observées dans le spectre *IUE* de cette étoile (Snow & Witt 1989). L'analyse de ces raies a permis de déterminer des densités de colonne très faibles pour les divers éléments. Ceci suggère que cette étoile est entourée d'une enveloppe dense déficiente en éléments atomiques. Cette déplétion a été interprétée comme le résultat de la croissance des grains de poussière qui modifie les processus physiques et chimiques de production du gaz (Snow & Witt 1989). Ces résultats sont confirmés par les observations dans l'UV de Burgh et al. (2002) qui ont montré que la région entourant HD38087 est très dense avec des grains de poussière dont les tailles sont nettement supérieures à celles des grains présents dans le reste du nuage dans lequel l'étoile se trouve (NGC 2024).

### HD76534

HD76534 est une étoile de Herbig de type spectral B2 illuminant une nébuleuse par réflexion dans laquelle elle est enfouie. Elle fait partie de l'association *Vela R2*, en bordure de la nébuleuse des Voiles, reste de supernova (Herbst 1975).

Bien que la SED de HD76534 présente un excès de flux dans l'IR lointain, l'excès aux longueurs d'onde inférieures à 5µm est très faible, ce qui suggère que la majeure partie des poussières proches de l'étoile a été dissipée. Hillenbrand et al. (1992), qui ont classé cette étoile dans leur groupe III, ont souligné les similitudes entre le très faible excès de flux de HD76534 dans le proche infrarouge et les étoiles Be classiques de la séquence principale. Ce faible excès est généralement attribué à l'émission free-free dans une enveloppe circumstellaire ionisée plutôt qu'à l'émission des poussières (Hamann & Persson 1992). Des conclusions similaires ont été déduites par Tovmassian et al. (1997) à partir des observations des satellites *IRAS* et *Glazar* (UV).



## 2.3 Les spectres *FUSE* des étoiles de l'échantillon

Toutes les étoiles de notre échantillon ont été observées avec la grande fente de *FUSE*, LWRS, correspondant sur le ciel à  $30'' \times 30''$ . Par soucis d'homogénéité, tous les spectres *FUSE* que j'ai étudiés ont été re-traités avec la version 3.0.7 du pipeline, *CalFUSE*. La Figure 2.9 présente les spectres *FUSE* complets (905 - 1187 Å) de chacune des étoiles de l'échantillon.

Le satellite étant en orbite assez basse, des raies d'émission dues à l'atmosphère terrestre (*Airglow*) sont visibles dans le domaine spectral de *FUSE* (voir Annexe A). Ces raies d'émission peuvent être très intenses et sont signalées par le symbole  $\oplus$  sur la Figure 2.9.

Comme on peut s'y attendre, le flux photosphérique dans le domaine des ultraviolets lointains est d'autant plus élevé que l'étoile est chaude. Lorsque le flux photosphérique est suffisamment élevé, on observe de nombreuses raies d'absorption du  $H_2$  dont les plus remarquables sont signalées sur la Figure 2.9.

Un flux photosphérique très faible empêche toute observation de raies d'absorption. Cependant, le spectre de certaines étoiles présente les raies d'émission du C III à 977 Å et du doublet de résonance de l'O VI vers 1032 et 1038 Å. Les longueurs d'onde de quelques transitions du  $H_2$  coïncident avec le domaine spectral du doublet de résonance de l'O VI. Ces raies peuvent être très larges comme pour HD100546, HD163296 ou AB Aur, et dans ce cas, des raies de  $H_2$  peuvent être observées en absorption sur ces raies d'émission. Les transitions de  $H_2$  observables sur les raies d'émission d'O VI sont listées dans la Table 2.3.

TAB. 2.3 – Transitions du  $H_2$  observables sur le doublet de O VI.

Raie de O VI $\lambda$ (Å)	Transition de $H_2$		
	$v$	$J$	$\lambda$ (Å)
1031.93	0	3	1031.2
	0	4	1032.35
1037.62	0	0	1036.55
	0	1	1037.15
	0	1	1038.16
	0	2	1038.69

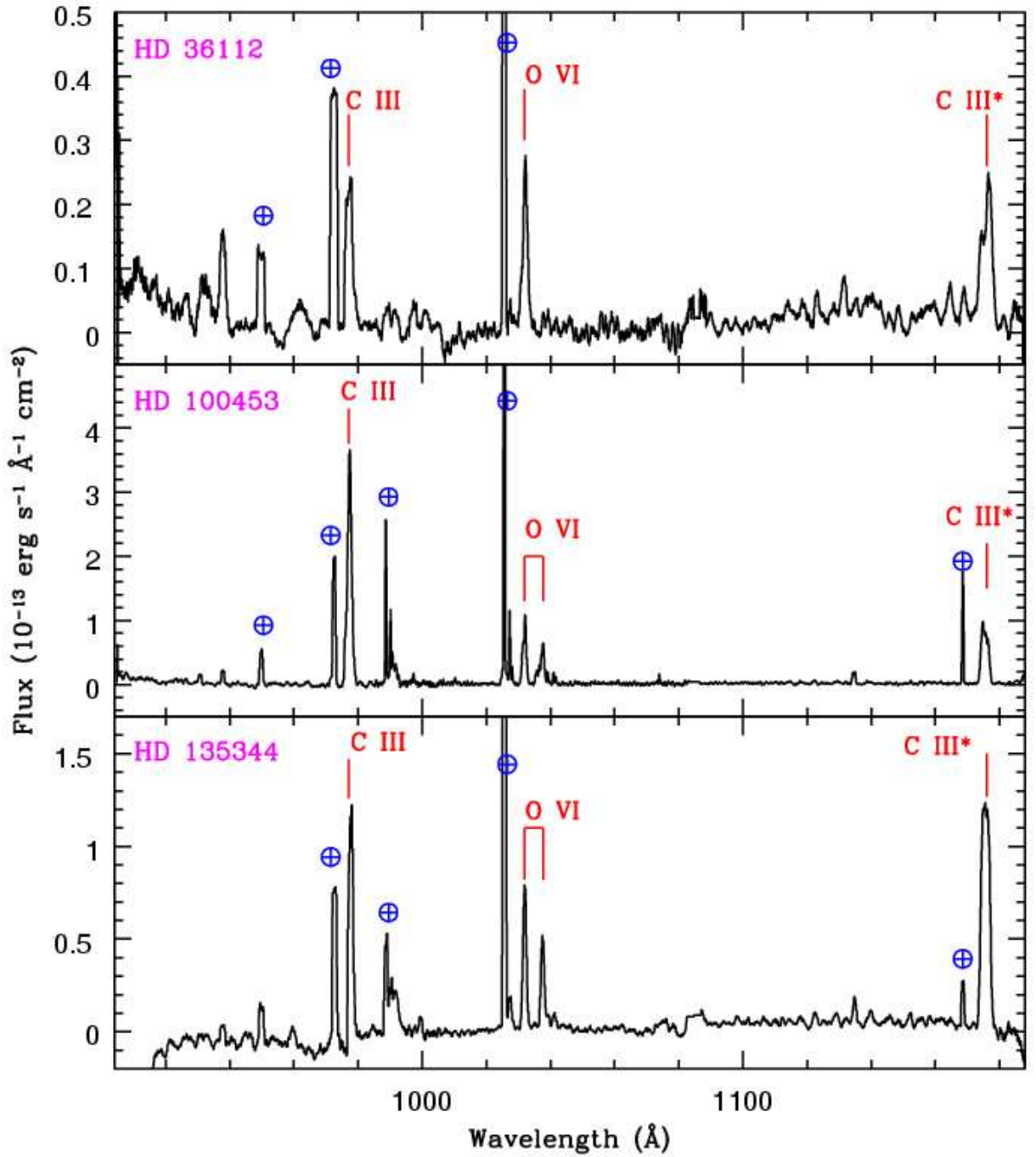


FIG. 2.9 – Spectres *FUSE* des étoiles de l'échantillon présentés par ordre de température effective croissante de bas en haut. Les principales raies d'émission et d'absorption sont signalées sur les spectres. Les raies dues à l'atmosphère terrestre (*Airglow*) sont identifiées par le symbole  $\oplus$  (voir paragraphe A.3.4). Tous les spectres ont été lissés par souci de clarté de la figure.

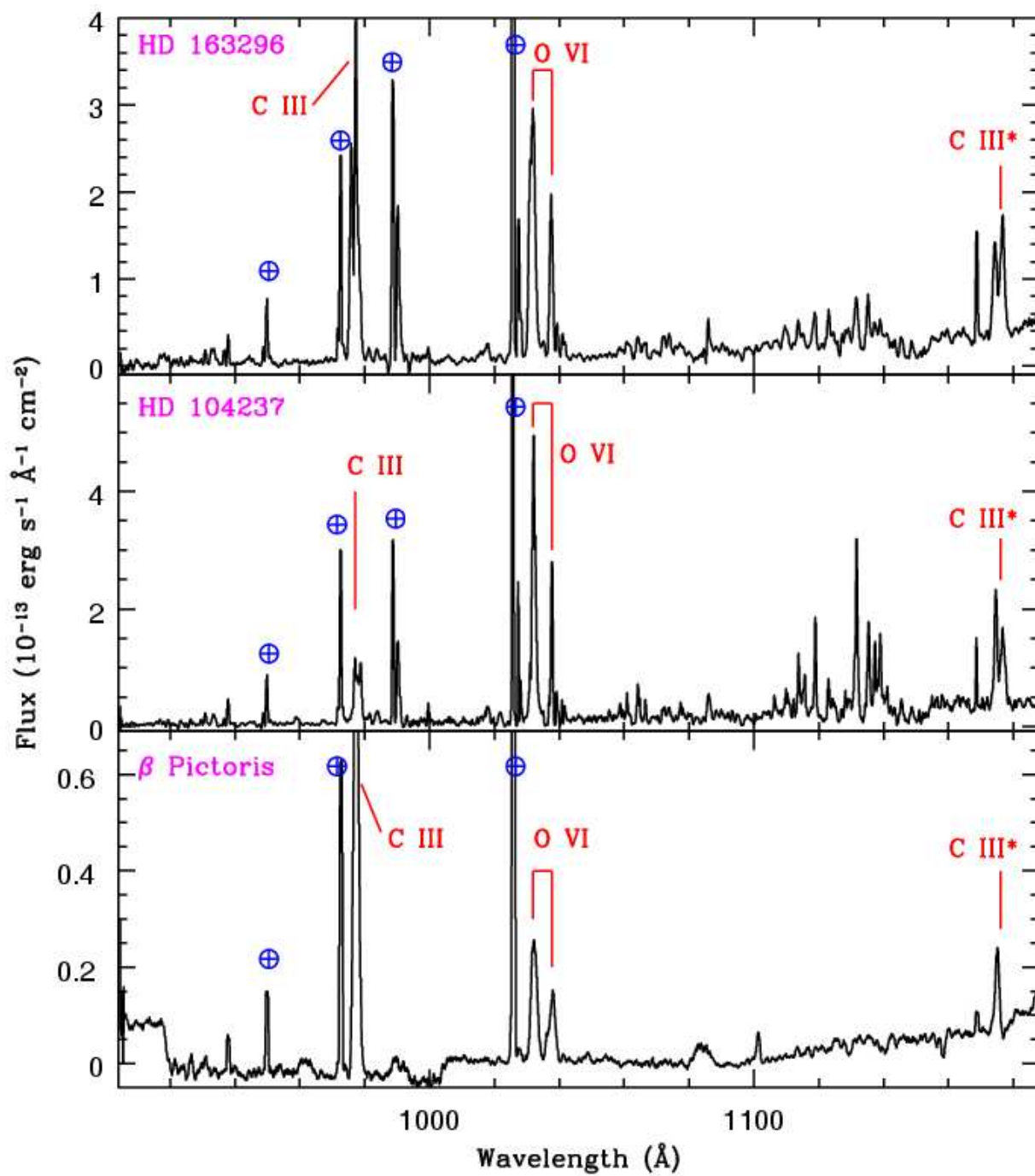


FIG. 2.9 suite.

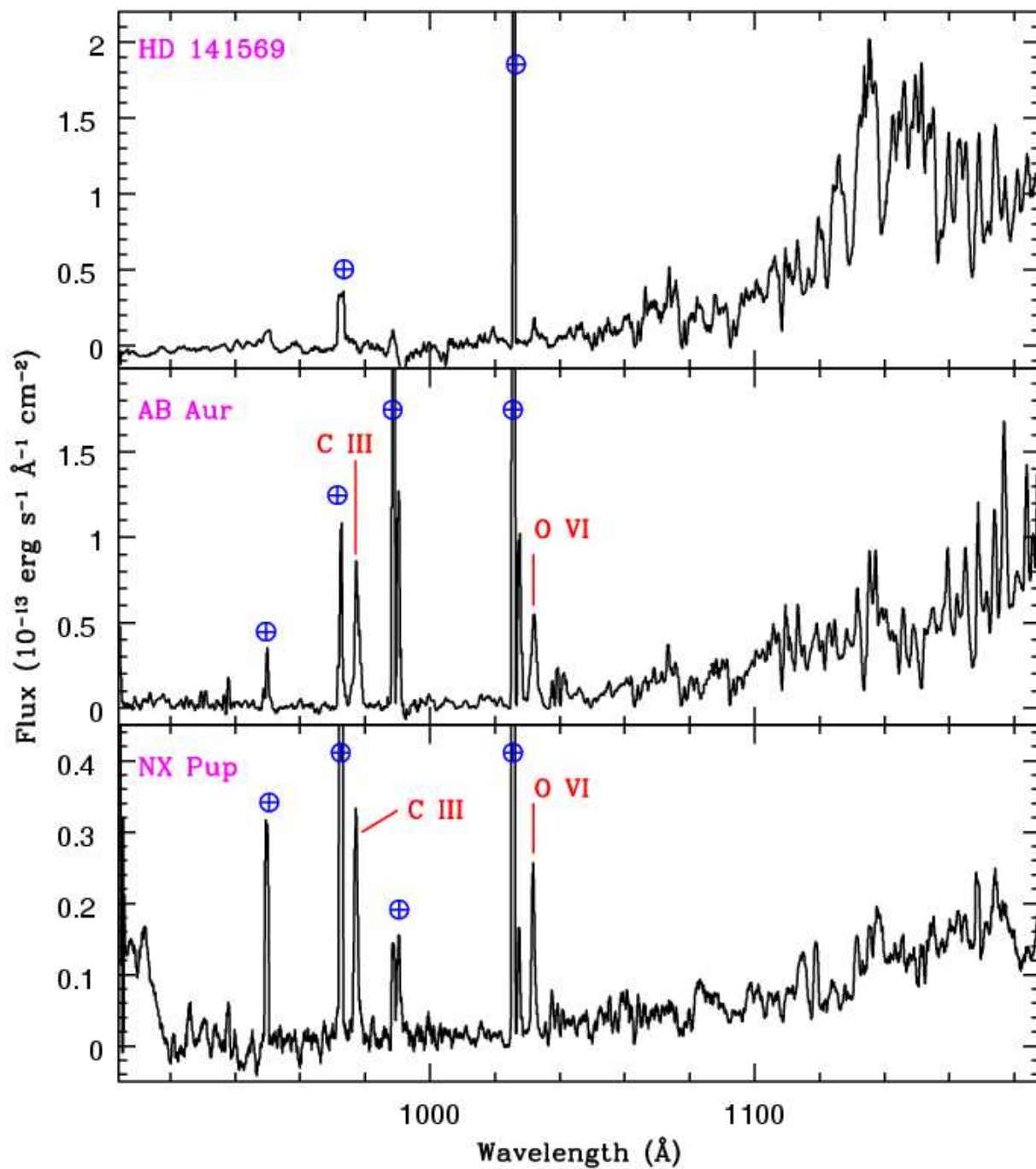


FIG. 2.9 suite.

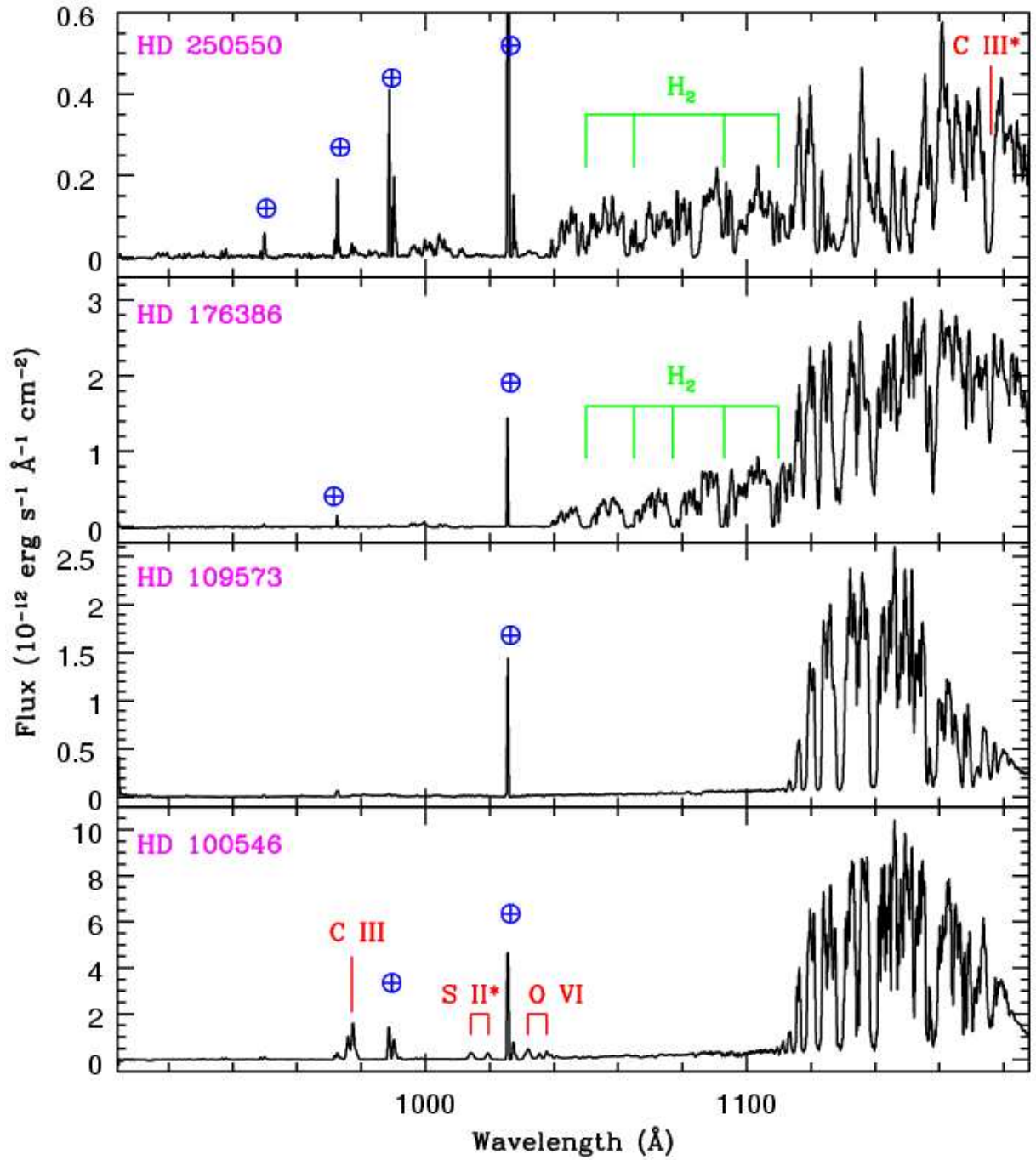


FIG. 2.9 suite.

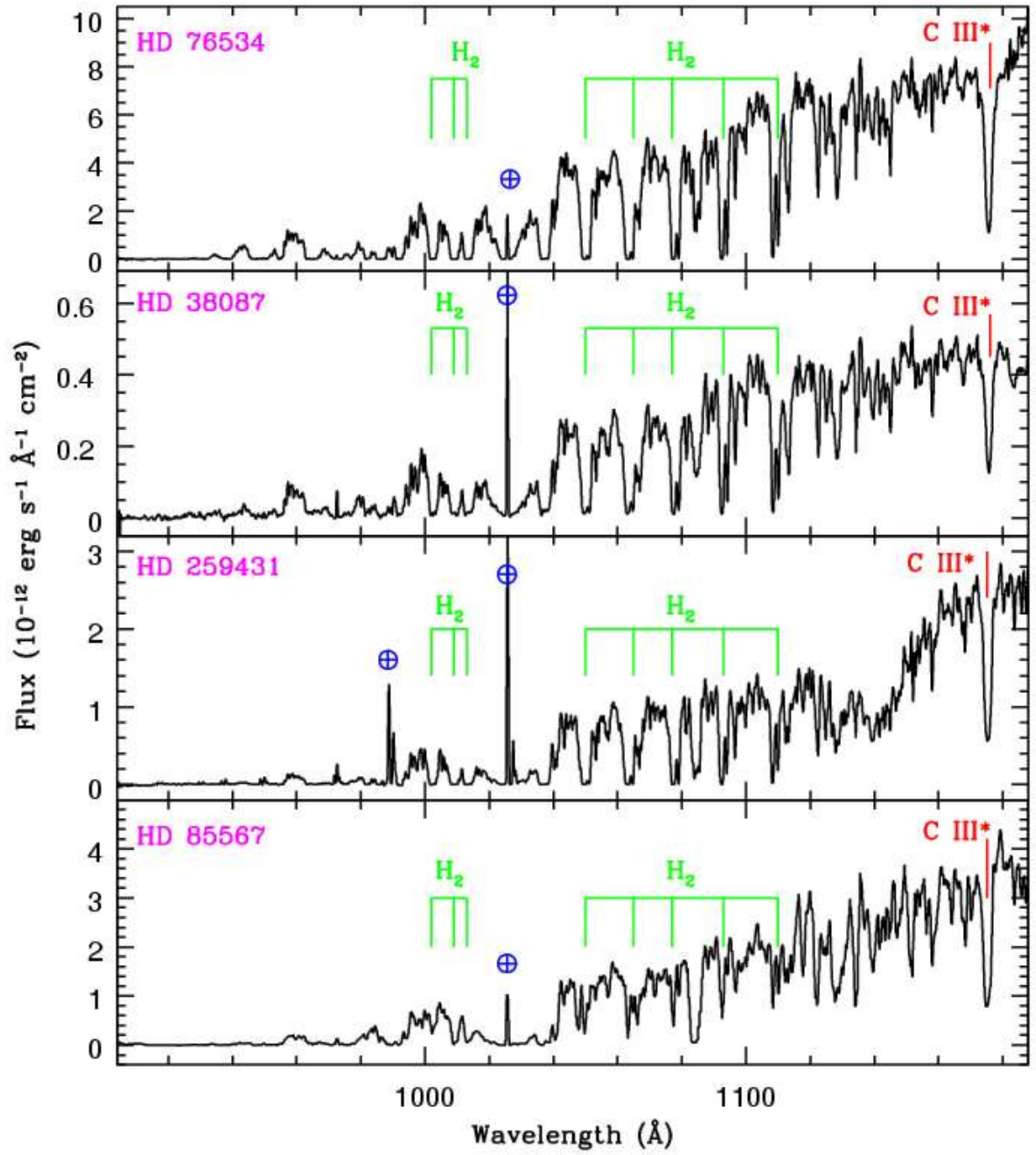


FIG. 2.9 suite.

# Chapitre 3

## Analyse des spectres *FUSE*

### Sommaire

---

3.1	Transitions observées dans l’ultraviolet lointain . . . . .	43
3.2	Modélisation des raies . . . . .	44
3.3	Paramètres physiques résultant de la modélisation des raies	47
3.4	Excitation de l’hydrogène moléculaire . . . . .	53

---

### 3.1 Transitions observées dans l’ultraviolet lointain

Les longueurs d’onde de nombreuses transitions atomiques issues des niveaux d’énergie fondamentaux ainsi que des niveaux de structure fine ou des niveaux excités se trouvent dans le domaine des ultraviolets lointains<sup>1</sup>. Dans les spectres de l’échantillon, les espèces atomiques les plus souvent identifiées sont : Ar I, Cl I, Fe II, Mn II, Ni I, N II, P II, ... On observe généralement les transitions issues des niveaux d’énergie suivants :

- Ar I :  $^1S_0$
- Cl I :  $^3P_0$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_2$
- Fe II :  $^6D_{9/2}$ ,  $^6D_{7/2}$ ,  $^6D_{5/2}$ ,  $^6D_{3/2}$ ,  $^6D_{1/2}$  ; et parfois observés :  $^4F_{9/2}$ ,  $^4F_{7/2}$ ,  $^4F_{5/2}$ ,  $^4F_{3/2}$
- Mn II :  $^7S_3$
- Ni I :  $^4S_{3/2}$ ,  $^2D_{5/2}$ ,  $^2D_{3/2}$
- N II :  $^3P_0$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_2$
- P II :  $^3P_0$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_2$

Pour identifier ces raies, j’ai utilisé les tables de données atomiques dans l’UV lointain de Morton (1991, 2000), ainsi que la base de données du *Department of Physics and Astronomy, University of Kentucky* (<http://www.pa.uky.edu/~peter/atomic/>).

Par ailleurs, le domaine spectral de *FUSE* contient de nombreuses transitions de l’hydrogène moléculaire. *FUSE* donne accès aux séries de Lyman et Werner qui correspondent aux transitions entre les niveaux rotationnels ( $J$ ) du niveau vibrationnel fondamental

---

<sup>1</sup>Les notations spectroscopiques utilisées dans ce chapitre ainsi que les règles de sélection qui régissent les transitions atomiques et moléculaires sont expliquées dans l’Annexe B.



( $v = 0$ ) du niveau électronique fondamental ( $X$ ) et les différents niveaux rotationnels et vibrationnels du premier ( $B$ ) et du second ( $C$ ) niveau électronique. *FUSE* permet l'observation des transitions issues des niveaux rotationnels des niveaux vibrationnels excités ( $v \geq 1$ ) du niveau électronique fondamental, lorsque les conditions physiques du milieu observé s'y prêtent (e.g. Lecavelier des Etangs et al. 2003; Boissé et al. 2005). Les paramètres des transitions moléculaires utilisés pour l'analyse spectrale ont été tabulés par Abgrall et al. (1993a,b, 2000) et Balakrishnan et al. (1999).

## 3.2 Modélisation des raies

La première étape dans l'analyse des spectres *FUSE* a été de rechercher des signatures spectrales du gaz sur la ligne de visée des étoiles et ensuite de déterminer l'origine de ce gaz. En effet, l'existence d'un milieu gazeux froid/tiède le long de la ligne de visée se traduit par la présence de raies d'absorption fines dans le spectre photosphérique.

Pour une transition donnée d'un élément chimique  $X$  dans un état d'ionisation donné, chaque composante gazeuse sur la ligne de visée (chaque nuage) produit donc une raie d'absorption. Cette raie peut être modélisée par un profil de Voigt, qui est fonction de paramètres atomiques (voir Annexe C). Les paramètres atomiques sont essentiellement la longueur d'onde, la force d'oscillateur et la largeur naturelle de la transition (durée de vie ou probabilité de transition spontanée). Les paramètres propres d'un nuage (interstellaire ou circumstellaire) sont :

- la densité de colonne de chaque élément :  $N_X$  (en  $\text{cm}^{-2}$ ), pour l'élément  $X$ ,
- la vitesse radiale  $v_{rad}$  (en  $\text{km s}^{-1}$ ),
- la température  $T$  (en K),
- la vitesse de turbulence  $v_{turb}$  (en  $\text{km s}^{-1}$ ).

Un nuage interstellaire présent sur une ligne de visée produit des profils de raies difficiles à distinguer de ceux produits par le milieu circumstellaire. Ces deux milieux produisent des raies fines en absorption dans le spectre photosphérique. Cependant, l'origine du gaz est aisément déterminée à partir de l'analyse des vitesses radiales des différentes composantes et de leur température. En effet, les conditions physiques des milieux interstellaire et circumstellaire sont souvent différentes. Le milieu circumstellaire a généralement une vitesse radiale similaire à celle de l'étoile, et selon sa distance à l'étoile, il est plus chaud que le milieu interstellaire, avec des conditions d'excitation différentes. Un nuage interstellaire qui se trouverait sur la ligne de visée, n'a a priori aucun lien avec l'étoile, et donc sa vitesse radiale est différente de celle du milieu circumstellaire, qui lui, est associé à l'étoile.

En utilisant des transitions dont les paramètres atomiques sont relativement bien connus, on peut déterminer les paramètres des milieux gazeux observés en ajustant les raies d'absorption par des profils de Voigt. En particulier, pour l'analyse des spectres *FUSE* j'ai utilisé la procédure de "line fitting" (pour *ajustement de raies*) OWENS, écrite par M. Lemoine (Lemoine et al. 2002; Hébrard et al. 2002). La modélisation a été effectuée en utilisant les mêmes bases de données atomiques et moléculaires dans l'UV lointain que celles utilisées pour l'identification des raies.

Ici, je ne donnerai que les principales caractéristiques de la procédure OWENS. OWENS crée un spectre synthétique correspondant à une série de paramètres libres, que l'on



cherche à déterminer, comme l’abondance des éléments chimiques responsables des raies d’absorption à modéliser, la vitesse radiale, la vitesse de turbulence et la température. Ce code laisse la possibilité de fixer un ou plusieurs de ces paramètres, en fonction des besoins. Il travaille en opacité, c’est-à-dire que le profil théorique de la raie est modélisé à partir d’un profil de Voigt qui s’applique quelle que soit la profondeur optique (voir Annexe C).

Ce spectre synthétique est convolué avec la fonction instrumentale (PSF : *Point Spread Function*), pour donner un spectre résultant qui va être ajusté sur le spectre observé par une méthode de moindres carrés dite “*méthode du  $\chi^2$* ”. La qualité d’un ajustement est quantifiée par la valeur du  $\chi^2$  (le meilleur ajustement correspondant à la valeur minimale du  $\chi^2$ ), c’est à dire la somme quadratique sur tous les pixels des différences (normalisées par les erreurs) entre un ajustement  $y(x_i; a_1 \dots a_M)$ , et les valeurs mesurées  $y_i$  :

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^N \left( \frac{y_i - y(x_i; a_1 \dots a_M)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (3.1)$$

où les  $a_i$  représentent les paramètres de la fonction par laquelle on ajuste les données.

En toute rigueur, la *méthode du  $\chi^2$*  est exacte si les erreurs sont gaussiennes et les pixels non corrélés. Par rapport au minimum global, une augmentation du  $\chi^2$  de 1 correspond à la barre d’erreur de  $1\sigma$ ,  $\Delta\chi^2 = 4$  correspond à  $2\sigma$ ,  $\Delta\chi^2 = 9$  correspond à  $3\sigma$ , etc... Les barres d’erreur sur les paramètres estimés lors des modélisations de raies pour les différents éléments dans les spectres *FUSE* ont été déterminés selon ce critère.

OWENS permet de modéliser simultanément les raies d’absorption de plusieurs éléments chimiques dans différents niveaux d’ionisation, sur différentes fenêtres spectrales. Par fenêtres spectrales, on désigne des petites parties du spectre d’une largeur de quelques Å centrées sur les raies que l’on veut analyser, et qui peuvent ne pas être directement adjacentes. Le programme ajuste donc sur chaque fenêtre spectrale le continuum stellaire par un polynôme de degré inférieur à 14, dont le degré est laissé au choix de l’utilisateur, la largeur de la PSF ainsi qu’un éventuel décalage spectral entre les fenêtres pour tenir compte du fait que la calibration en longueur d’onde n’est pas régulière sur l’ensemble du spectre. Enfin, OWENS réalise l’ajustement afin que toutes les raies d’une même composante chimique soient compatibles avec une valeur unique de la température ( $T$ ) et de la vitesse de turbulence ( $v_{turb}$ ). En cas de besoin, l’utilisateur a la possibilité de définir plusieurs composantes pour un même élément chimique.

Les Figures 3.1 et 3.2 montrent des exemples de modélisation de raies avec le programme OWENS sur plusieurs raies correspondant à différents éléments chimiques dans des états d’excitation différents.

A partir de ces ajustements de raies, OWENS détermine pour chaque élément chimique la densité de colonne, la vitesse radiale et la largeur de raie. Les densités de colonne sont déterminées à partir des raies en régime linéaire ou amorti (voir Annexe C). En effet, les raies situées sur le Palier Doppler de la courbe de croissance conduisent à une très forte indétermination sur la densité de colonne. Les vitesses radiales sont uniquement déterminées à partir des raies en régime linéaire car ce sont les seules dont on peut déterminer avec exactitude le centroïde. Les largeurs de raies, notées  $b$  ( $b^2 = \frac{2kT}{M} + v_{turb}^2$ ), sont déterminées quant à elles, à partir des raies situées sur le Palier Doppler.

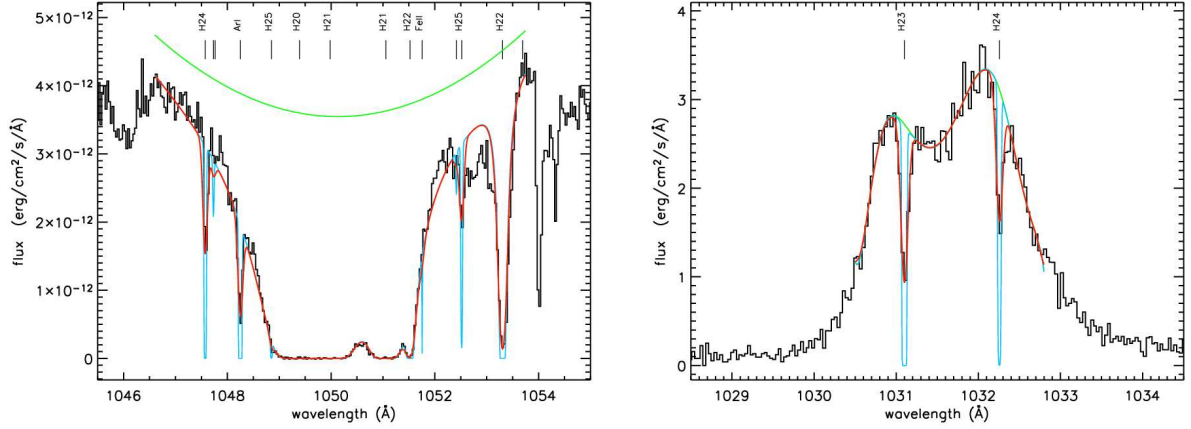


FIG. 3.1 – *A gauche* : Exemple de fit (ajustement de raies) simultané de plusieurs raies d'absorption de  $H_2$  et d'espèces atomiques comme l'Ar I, dans le spectre *FUSE* de HD76534 (Martin et al. 2004). Le flux photosphérique de cette étoile dans le FUV est très élevé, ce qui permet d'observer de nombreuses raies d'absorption dans le continu stellaire. *A droite* : Exemple de fit simultané de raies d'absorption de  $H_2$  dans le spectre de HD163296 sur la raie d'émission de O VI à 1032 Å. Dans ces deux figures, en vert est représenté le continu stellaire, en bleu le profil intrinsèque de la raie, et en rouge, le profil résultant. Les niveaux d'énergie du  $H_2$  sont notés de la manière suivante : H20 pour ( $v = 0, J = 0$ ), H21 pour ( $v = 0, J = 1$ ), etc...

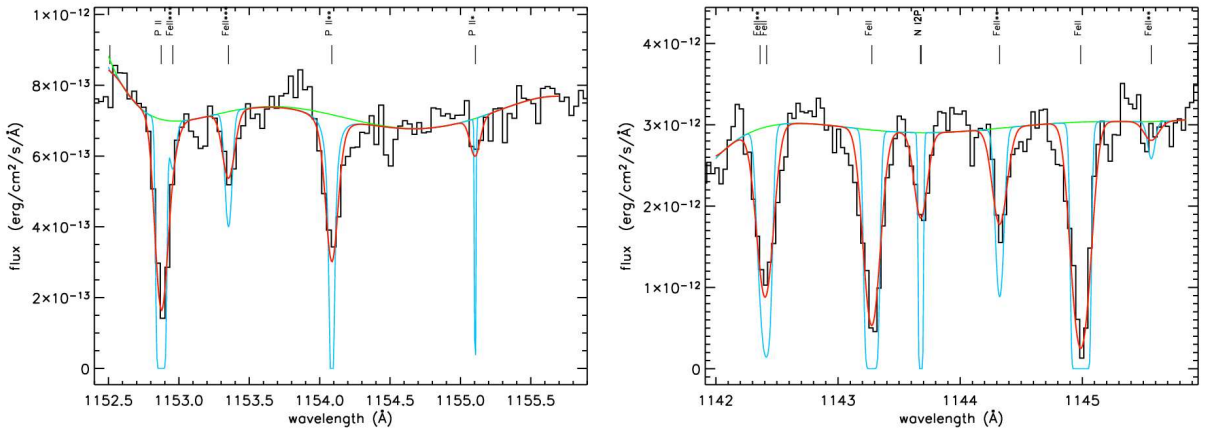


FIG. 3.2 – Exemples de fit simultané de raies d'absorption de différentes espèces atomiques. Les raies de résonance sont notées par le nom de l'élément chimique, alors que les raies correspondant à des transitions issues des niveaux de structure fine sont notées : \* pour le premier niveau de structure fine, \*\* pour le deuxième, etc... Comme on peut le voir sur la figure de droite, on observe également des transitions de niveaux excités : le NI2P correspondant NI dans son niveau d'énergie  $^2P$  à  $28\,839\text{ cm}^{-1}$ . En vert : continu stellaire, en bleu : profil intrinsèque de la raie, en rouge : profil résultant. *A gauche* : modélisation de raies observées dans le spectre de HD259431. *A droite* : modélisation de raies observées dans le spectre de HD85567.

### 3.3 Paramètres physiques résultant de la modélisation des raies

La Table 3.1 présente les densités de colonne totales du  $H_2$  pour chaque étoile, ainsi que les vitesses radiales et les largeurs de raies déterminées à partir de la modélisation des raies.

Lorsque des raies d'absorption d'hydrogène moléculaire sont observées dans les spectres, j'ai déterminé les densités de colonne correspondant à chaque niveau d'énergie (voir Tables 3.2 et 3.3). Dans certains spectres, aucune raie d'absorption de  $H_2$  n'est observée. Dans ce cas-là, en supposant que du  $H_2$  est présent sur la ligne de visée, j'ai estimé une limite supérieure à la densité de colonne, qui correspond à la densité de colonne au-delà de laquelle on devrait observer des raies d'absorption.

La Table 3.1 présente également les différentes espèces atomiques identifiées dans les spectres des étoiles de l'échantillon, ainsi que leur origine (interstellaire ou circumstellaire) déterminée à partir de leur vitesse radiale. La Table 3.4 présente les densités de colonne des espèces atomiques identifiées dans les spectres *FUSE*. Ici ne sont repertoriées que les espèces d'origine circumstellaire, dont la vitesse radiale est similaire (à la résolution de *FUSE*) à celle de l'étoile.

Dans les cas de HD104237, HD163296 et AB Aur, seules des raies de FeII et NI ont été identifiées dans les spectres (voir Table 3.1). Cependant, les densités de colonne de ces espèces atomiques n'ont pu être déterminées du fait de la présence de raies de fluorescence du FeII et de profils P-Cygni pour les raies de NI dues au vent stellaire. Dans le spectre de HD163296, du P II a été détecté mais les raies sont saturées et donc les densités de colonne n'ont pu être déterminées. C'est pourquoi ces trois étoiles ne figurent pas dans la Table 3.4.

Pour quatre étoiles de l'échantillon, deux composantes gazeuses sont clairement identifiées. L'origine de ces composantes (interstellaire ou circumstellaire) est déterminée sur la base de l'analyse des vitesses radiales :

- Dans le cas de HD109573, les deux composantes identifiées dans le spectre *FUSE* sont clairement d'origine interstellaire. Elles ont également été observées dans d'autres domaines de longueurs d'onde (voir chapitre 2 ; Holweger et al. 1999; Chen & Kamp 2004).
- HD250550, HD85567, et HD76534 sont les trois autres étoiles pour lesquelles deux composantes ont été identifiées. Pour ces étoiles, la première composante, incluant le  $H_2$ , a une vitesse radiale très proche de celle de l'étoile et est donc a priori d'origine circumstellaire.
- Dans le cas de HD76534, la deuxième composante a une vitesse radiale qui correspond aux observations d'une composante interstellaire observée par Cha & Sembach (2000) en direction de cette étoile. Donc, la seconde composante identifiée dans le spectre *FUSE* est d'origine interstellaire.
- En ce qui concerne HD250550 et HD85567, la vitesse radiale de la deuxième composante suggère une origine interstellaire. Cependant, aucune observation d'une composante interstellaire n'a été rapportée dans la littérature. Ceci implique que cette composante interstellaire ne correspond pas à un nuage présent sur la ligne de visée, mais plutôt à du milieu interstellaire diffus.

Pour ces 4 étoiles, aucune contribution du  $H_2$  n'a été observée dans la composante interstellaire. On peut supposer que si une deuxième composante en  $H_2$  existe, elle est trop faible pour être observée. Il est également possible qu'à la résolution de *FUSE* on ne puisse distinguer les deux composantes car en "blend" (mélange de raies).

Les valeurs des largeurs de raies ( $b^2 = \frac{2kT}{M} + v_{turb}^2$ ) permettent de déterminer si l'élargissement est uniquement d'origine thermique ou si un phénomène de turbulence est présent dans le milieu observé. En effet, si l'élargissement des raies est purement thermique, la valeur du paramètre  $b$  doit être proportionnelle à la masse de la molécule ou de l'atome considéré. La valeur des  $b$  est discutée pour certains cas particuliers au chapitre 4.

L'analyse de raies d'absorption permet donc de contraindre la quantité de gaz sur la ligne de visée, mais elle ne permet pas de contraindre sa localisation le long de la ligne de visée. Afin de mieux déterminer l'origine du gaz observé, une étude plus approfondie est nécessaire. En particulier, les conditions d'excitation du  $H_2$  permettent de conclure sur les conditions physiques du milieu observé, et donc de déduire sa localisation. J'ai donc étudié les conditions d'excitation du  $H_2$  observé en direction des étoiles de l'échantillon. Pour cela, il a semblé naturel d'étudier séparément les étoiles entourées de disques, et les étoiles pour lesquelles on a aucune preuve directe de disque. L'analyse détaillée et l'interprétation des résultats sont présentées dans les chapitres 4 et 5, et ont fait l'objet de publications (voir articles au chapitre 7).

TAB. 3.1 – Densités de colonne totales, vitesses radiales, largeurs de raies et origine circumstellaire ou interstellaire (CS/IS) du H<sub>2</sub> observé en direction de chaque étoile de l'échantillon. Les vitesses radiales sont données dans le référentiel de l'étoile. Sont également présentées les espèces atomiques identifiées dans les spectres et leur origine.

Étoile	log N(H <sub>2</sub> ) (cm <sup>-2</sup> )	$v_{\text{rad}}$ (H <sub>2</sub> ) (km s <sup>-1</sup> )	$b$ (km s <sup>-1</sup> )	Origine du H <sub>2</sub>	Espèces atomiques observées	Origine	Ref.
$\beta$ -Pic	$\leq 17.45$	—	—	—	—	—	(1)
HD 135344	$\leq 15$	—	—	—	—	—	(1)
HD 100453	$\leq 13.90$	—	—	—	—	—	(1)
HD 36112	$\leq 15.78$	—	—	—	—	—	(1)
HD 104237	$18.68^{+0.39}_{-0.61}$	$1.4^{+0.9}_{-1.0}$	$5.3^{+0.6}_{-0.7}$	CS	Fe II, NI	CS	(1)
HD 163296	$18.16^{+0.27}_{-0.40}$	$0 \pm 2$	$2.2^{+0.5}_{-0.7}$	CS	Fe II, NI, P II	CS	(2), (1)
NX Pup	—	—	—	—	—	—	(1)
AB Aur	$20.03^{+0.15}_{-0.19}$	$2 \pm 3$	$6.8^{+2.8}_{-2.2}$	IS/CS ?	CI, Fe II, NI	IS/CS ?	(1), (3)
BD+46°3471	—	—	—	—	—	—	(1)
HD 141569	$20.32^{+0.20}_{-0.22}$	20	$5.3^{+0.3}_{-0.5}$	IS	Ar I, Cl I, Fe II, NI, NII, P II	IS	(1), (4)
HD 100546	$16.46^{+0.24}_{-0.14}$	$0 \pm 2$	$3.4^{+0.8}_{-0.5}$	CS	Ar I, C II, C III, Fe II, Mn II, NI, NII, OI, P II	CS	(2), (1)
HD 109573	$\leq 15.40$	—	—	—	Fe II, NI	IS	(1), (5)
	—	—	—	—	Fe II, NI	IS	(1), (5)
BD+61°154	—	—	—	—	—	—	(1)
HD 176386	$20.80^{+0.18}_{-0.26}$	$\sim -7.0$	—	CS	Ar I, Fe II, NI, NII, OI, P II	CS	(1)
HD 250550	$19.26^{+0.17}_{-0.40}$	$-1.0^{+1.7}_{-2.0}$	$5.6^{+0.7}_{-0.8}$	CS	Ar I, Cl I, Cl II, Fe II, Fe III, Mn II, NI, P II	CS	(6)
	—	—	—	—	Fe II	IS	(6)
HD 85567	$19.33^{+0.20}_{-0.17}$	$4.5^{+0.3}_{-0.2}$	$6.0^{+0.7}_{-0.9}$	CS	Ar I, Fe II, Mn II, NI, NII, OI, P II	CS	(1)
	—	—	—	—	Ar I, NI	IS	(1)
HD 259431	$20.64^{+0.11}_{-0.19}$	$13.0^{+2.2}_{-1.8}$	$4.5^{+0.3}_{-0.5}$	CS	Ar I, Fe II, Fe III, Mn II, NI, OI, P II	CS	(6)
HD 38087	$20.43^{+0.15}_{-0.08}$	$2.36^{+1.2}_{-2.1}$	$3.7^{+0.3}_{-0.2}$	CS	Fe II, NI, OI, P II	CS	(1), (7)
HD 76534	$20.64^{+0.16}_{-0.16}$	$0.0^{+0.3}_{-1.3}$	$5.0^{+0.4}_{-0.3}$	CS	Fe II, NI, NII, OI	CS	(8)
	—	—	—	—	Ar I, CI, NI, NII, OI, P II	IS	(8)

(1) Martin-Zaïdi et al. (2005); (2) Lecavelier des Etangs et al. (2003); (3) Roberge et al. (2001); (4) Martin-Zaïdi et al. (2005); (5) Chen & Kamp (2004); (6) Bouret et al. (2003); (7) Rachford et al. (2002); (8) Martin et al. (2004).

TAB. 3.2 – Densités de colonne des différents niveaux d’énergie du H<sub>2</sub> pour de l’échantillon. “g” représente le poids statistique du niveau.

			HD104237	HD163296	AB Aur	HD141569	HD100546	
v	J	g	Energie (K)	Log N (cm <sup>-2</sup> )	Log N (cm <sup>-2</sup> )	Log N (cm <sup>-2</sup> )	Log N (cm <sup>-2</sup> )	Log N (cm <sup>-2</sup> )
0	0	1	0.00	17.85 <sup>+0.14</sup> <sub>-0.73</sub>	17.10 <sup>+0.40</sup> <sub>-0.70</sub>	19.85 <sup>+0.13</sup> <sub>-0.15</sub>	20.08 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.09</sub>	15.16 <sup>+0.38</sup> <sub>-0.26</sub>
0	1	9	170.49	18.32 <sup>+0.39</sup> <sub>-0.56</sub>	17.90 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.30</sub>	19.56 <sup>+0.17</sup> <sub>-0.27</sub>	19.96 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.48</sub>	16.00 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.19</sub>
0	2	5	509.897	17.99 <sup>+0.35</sup> <sub>-0.63</sub>	17.40 <sup>+0.40</sup> <sub>-1.00</sub>	16.60 <sup>+0.19</sup> <sub>-0.37</sub>	16.20 <sup>+0.69</sup> <sub>-0.38</sub>	15.58 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.21</sub>
0	3	21	1015.069	17.98 <sup>+0.39</sup> <sub>-0.61</sub>	17.40 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.30</sub>	16.65 <sup>+0.44</sup> <sub>-0.20</sub>	16.04 <sup>+0.42</sup> <sub>-0.55</sub>	15.83 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.11</sub>
0	4	9	1681.281	16.19 <sup>+0.52</sup> <sub>-0.59</sub>	16.40 <sup>+0.40</sup> <sub>-0.80</sub>	15.75 <sup>+0.30</sup> <sub>-0.30</sub>	15.78 <sup>+0.37</sup> <sub>-0.84</sub>	15.13 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.07</sub>
0	5	33	2502.234	16.70 <sup>+0.56</sup> <sub>-0.42</sub>	—	15.30 <sup>+0.52</sup> <sub>-0.40</sub>	—	15.51 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.06</sub>
0	6	13	3470.052	—	—	13.45 <sup>+0.38</sup> <sub>-0.35</sub>	—	14.69 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.10</sub>
0	7	45	4575.286	—	—	14.74 <sup>+0.23</sup> <sub>-0.84</sub>	—	14.87 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.08</sub>
0	8	17	5806.903	—	—	—	—	13.89 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.25</sub>
0	9	57	7152.314	—	—	—	—	14.31 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.07</sub>
0	10	21	8597.343	—	—	—	—	13.47 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.55</sub>
1	0	1	5986.847	—	—	—	—	—
1	1	9	6 149.431	—	—	—	—	13.87 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.06</sub>
1	2	5	6471.722	—	—	—	—	13.45 <sup>+0.09</sup> <sub>-0.11</sub>
1	3	21	6950.843	—	—	—	—	13.91 <sup>+0.04</sup> <sub>-0.04</sub>
1	4	9	7583.915	—	—	—	—	13.33 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.09</sub>
1	5	33	8363.744	—	—	—	—	13.89 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.08</sub>

TAB. 3.3 – Densités de colonne de chaque niveaux d'énergie du H<sub>2</sub> circumstellaire autour des étoiles de type spectral plus précoce que B9 de l'échantillon.  $g$  représente le poids statistique de chaque niveau. L'énergie des niveaux est donnée en Kelvins.

				HD176386	HD250550	HD85567	HD259431	HD38087	HD76534
$v$	$J$	$g$	Energie (K)	Log N (cm <sup>-2</sup> )	Log N (cm <sup>-2</sup> )	Log N (cm <sup>-2</sup> )	Log N (cm <sup>-2</sup> )	Log N (cm <sup>-2</sup> )	Log N (cm <sup>-2</sup> )
0	0	1	0.00	20.52 <sup>+0.14</sup> <sub>-0.26</sub>	18.67 <sup>+0.37</sup> <sub>-0.14</sub>	19.00 <sup>+0.19</sup> <sub>-0.14</sub>	20.40 <sup>+0.13</sup> <sub>-0.16</sub>	20.20 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.08</sub>	20.34 <sup>+0.131</sup> <sub>-0.171</sub>
0	1	9	170.49	20.40 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.30</sub>	19.11 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.41</sub>	19.04 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.19</sub>	20.25 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.20</sub>	20.05 <sup>+0.19</sup> <sub>-0.08</sub>	20.32 <sup>+0.181</sup> <sub>-0.154</sub>
0	2	5	509.897	19.18 <sup>+0.14</sup> <sub>-0.26</sub>	17.69 <sup>+0.14</sup> <sub>-0.39</sub>	17.45 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.21</sub>	18.70 <sup>+0.14</sup> <sub>-0.22</sub>	18.30 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.30</sub>	18.82 <sup>+0.263</sup> <sub>-0.241</sub>
0	3	21	1015.069	18.20 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.24</sub>	16.59 <sup>+0.35</sup> <sub>-0.31</sub>	16.42 <sup>+0.63</sup> <sub>-0.35</sub>	16.85 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.25</sub>	16.34 <sup>+0.34</sup> <sub>-0.18</sub>	17.30 <sup>+0.571</sup> <sub>-0.830</sub>
0	4	9	1681.281	16.98 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.25</sub>	15.26 <sup>+0.34</sup> <sub>-0.47</sub>	14.50 <sup>+0.39</sup> <sub>-0.37</sub>	14.95 <sup>+0.31</sup> <sub>-0.16</sub>	14.88 <sup>+0.33</sup> <sub>-0.27</sub>	15.70 <sup>+0.278</sup> <sub>-0.186</sub>
0	5	33	2502.234	16.70 <sup>+0.47</sup> <sub>-0.35</sub>	—	14.50 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.26</sub>	14.75 <sup>+0.13</sup> <sub>-0.17</sub>	14.50 <sup>+0.34</sup> <sub>-0.58</sub>	15.60 <sup>+0.494</sup> <sub>-0.281</sub>
0	6	13	3470.052	15.63 <sup>+0.41</sup> <sub>-0.54</sub>	—	13.50 <sup>+0.54</sup> <sub>-0.19</sub>	14.74 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.24</sub>	14.25 <sup>+0.26</sup> <sub>-0.51</sub>	14.26 <sup>+0.124</sup> <sub>-0.260</sub>
0	7	45	4575.286	15.26 <sup>+0.62</sup> <sub>-0.56</sub>	—	13.18 <sup>+0.42</sup> <sub>-0.35</sub>	14.15 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.35</sub>	14.27 <sup>+0.31</sup> <sub>-0.25</sub>	13.99 <sup>+0.236</sup> <sub>-0.359</sub>
0	8	17	5806.903	13.28 <sup>+0.66</sup> <sub>-0.53</sub>	—	12.92 <sup>+0.24</sup> <sub>-0.38</sub>	13.53 <sup>+0.23</sup> <sub>-1.42</sub>	—	12.60 <sup>+0.721</sup> <sub>-0.451</sub>
0	9	57	7152.314	13.53 <sup>+0.24</sup> <sub>-0.51</sub>	—	13.08 <sup>+0.45</sup> <sub>-0.26</sub>	13.80 <sup>+0.29</sup> <sub>-0.52</sub>	—	—
0	10	21	8597.343	—	—	13.02 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.33</sub>	—	—	—
1	0	1	5986.847	14.44 <sup>+0.53</sup> <sub>-0.58</sub>	—	14.28 <sup>+0.30</sup> <sub>-0.82</sub>	13.45 <sup>+0.12</sup> <sub>-0.17</sub>	—	13.30 <sup>+0.239</sup> <sub>-0.380</sub>
1	1	9	6149.431	15.09 <sup>+0.39</sup> <sub>-0.59</sub>	—	14.34 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.28</sub>	14.07 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.23</sub>	—	13.68 <sup>+0.190</sup> <sub>-0.223</sub>
1	2	5	6471.722	14.05 <sup>+0.66</sup> <sub>-0.28</sub>	—	—	14.02 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.19</sub>	—	13.57 <sup>+0.191</sup> <sub>-0.295</sub>
1	3	21	6950.843	14.74 <sup>+0.27</sup> <sub>-0.51</sub>	—	—	14.23 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.16</sub>	—	13.65 <sup>+0.197</sup> <sub>-0.386</sub>
1	4	9	7583.915	14.52 <sup>+0.60</sup> <sub>-0.43</sub>	—	—	14.09 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.21</sub>	—	13.00 <sup>+0.253</sup> <sub>-0.520</sub>
1	5	33	8363.744	13.70 <sup>+0.34</sup> <sub>-0.56</sub>	—	—	13.96 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.17</sub>	—	—

TAB. 3.4 – Densités de colonne totales des espèces atomiques d’origine circumstellaire présentes dans les spectres *FUSE* des étoiles de l’échantillon. Les densités de colonne données ici représentent la somme des densités de colonne de chaque niveau d’énergie de chacune des espèces identifiées dans les spectres.

Log N (cm <sup>-2</sup> )	HD100546 (1)	HD109573	HD176386	HD250550 (2)	HD85567	HD259431 (2)	HD38087	HD76534
Ar I	var/ <sup>a</sup>	—	— <sup>a</sup>	15.60 <sup>+0.07</sup> <sub>-1.26</sub>	— <sup>a</sup>	— <sup>a</sup>	—	—
Cl I	—	—	—	—	—	—	—	—
C II	var/ <sup>a</sup>	—	—	—	—	—	—	—
C III	var/ <sup>a</sup>	—	—	—	—	—	—	—
Cl I	—	—	—	14.45 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.20</sub>	—	—	—	—
Cl II	—	—	—	15.43 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.21</sub>	—	—	—	—
Fe II	15.64 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.07</sub>	— <sup>b</sup>	— <sup>a</sup>	17.49 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.48</sub>	16.34 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.17</sub>	15.40 <sup>+0.17</sup> <sub>-0.28</sub>	15.60 <sup>+0.38</sup> <sub>-0.25</sub>	14.71 <sup>+0.26</sup> <sub>-0.11</sub>
Fe III	—	—	—	15.57 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.36</sub>	—	14.98 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.41</sub>	—	—
Mn II	14.10 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.07</sub>	—	—	15.20 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.15</sub>	14.58 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.12</sub>	14.68 <sup>+0.16</sup> <sub>-0.14</sub>	—	—
N I	17.73 <sup>+0.19</sup> <sub>-0.13</sub>	16.05 <sup>+0.12</sup> <sub>-0.26</sub>	— <sup>a</sup>	15.82 <sup>+0.14</sup> <sub>-0.24</sub>	— <sup>a</sup>	— <sup>a</sup>	— <sup>a</sup>	— <sup>a</sup>
N II	var/ <sup>a</sup>	—	14.76 <sup>+0.43</sup> <sub>-0.34</sub>	—	— <sup>a</sup>	—	— <sup>a</sup>	— <sup>a</sup>
O I	var/ <sup>a</sup>	—	— <sup>a</sup>	—	— <sup>a</sup>	— <sup>a</sup>	— <sup>a</sup>	— <sup>a</sup>
P II	14.46	—	13.47 <sup>+0.13</sup> <sub>-0.13</sub>	14.31 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.33</sub>	14.17 <sup>+0.13</sup> <sub>-0.17</sub>	16.25 <sup>+0.23</sup> <sub>-0.52</sub>	— <sup>a</sup>	—

densités de colonne non mesurées car : “var” raies variables ; a : raies saturées ; b : S/N trop faible.

(1) Deleuil et al. (2004) ; (2) Bouret et al. (2003)



### 3.4 Excitation de l'hydrogène moléculaire

L'excitation de  $H_2$  nécessite une forte source de rayonnement UV ou le passage d'une onde de choc (région de formation stellaire). Les niveaux électroniques supérieurs sont en général peuplés par *UV pumping* ou par cascade radiative (Shull & Beckwith 1982). La molécule absorbe un photon UV ( $912 \text{ \AA} < \lambda < 1100 \text{ \AA}$ ) dans un état électronique excité qui se désexcite par fluorescence sur le niveau fondamental électronique (voir Annexe B). Dans 90% des cas, la molécule se trouve alors dans un état vibrationnel très excité et peut se désexciter vers un des niveaux rotationnels supérieurs du niveau vibrationnel fondamental ( $v = 0$ ). De ce fait, les populations des niveaux correspondant à des valeurs élevées de  $J$  sont essentiellement sensibles à la force du champ de radiation UV, bien que le processus de formation de  $H_2$  contribue également à l'excitation (Spitzer & Cochran 1973). Dans les 10% de cas restant, la molécule de  $H_2$  est photodissociée.

L'excitation rotationnelle de la molécule  $H_2$  est souvent utilisée comme diagnostique (Van Dishoeck, E.F. 1992). Les niveaux d'énergie inférieurs ( $J=0$  à 2), sont généralement peuplés par collisions et sont facilement thermalisés, c'est-à-dire que la température d'excitation déduite des densités de colonne de ces niveaux est très proche de la température cinétique du gaz. Ils sont donc principalement des traceurs de la température.

Les populations des niveaux thermalisés suivent donc la loi de Boltzmann :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{-\Delta E}{kT}} \quad (3.2)$$

où  $N_i$  est la population du niveau  $i$ ,  $g_i$  son poids statistique,  $\Delta E$  la différence d'énergie des deux niveaux,  $k$  la constante de Boltzmann, et  $T$  la température. Cependant, lorsqu'on utilise la loi de Boltzmann pour les niveaux supérieurs qui ne sont pas thermalisés, on obtient une température moyenne qui ne correspond pas à la température réelle du milieu. Elle est un indicateur de la présence d'un milieu plus ou moins chaud.

Le principe du diagramme d'excitation est de tracer le logarithme décimal du rapport de la densité de colonne et du poids statistique en fonction de l'énergie (exprimé en Kelvin) pour chaque niveau. A partir de la relation 3.2, il est possible de déterminer la température de l'élément. Des exemples de diagrammes d'excitation du  $H_2$  présent sur les lignes de visée en direction de trois étoiles sont représentés sur la Figure 3.3. Sur ces diagrammes, les points représentatifs des niveaux thermalisés sont alignés alors que ceux des niveaux excités par *UV pumping* se situent sur des droites de pente différente. De l'équation 3.2, on déduit la pente  $a$  de la droite représentant les niveaux thermalisés, et donc leur température :

$$a = \frac{\log e}{T} \quad (3.3)$$

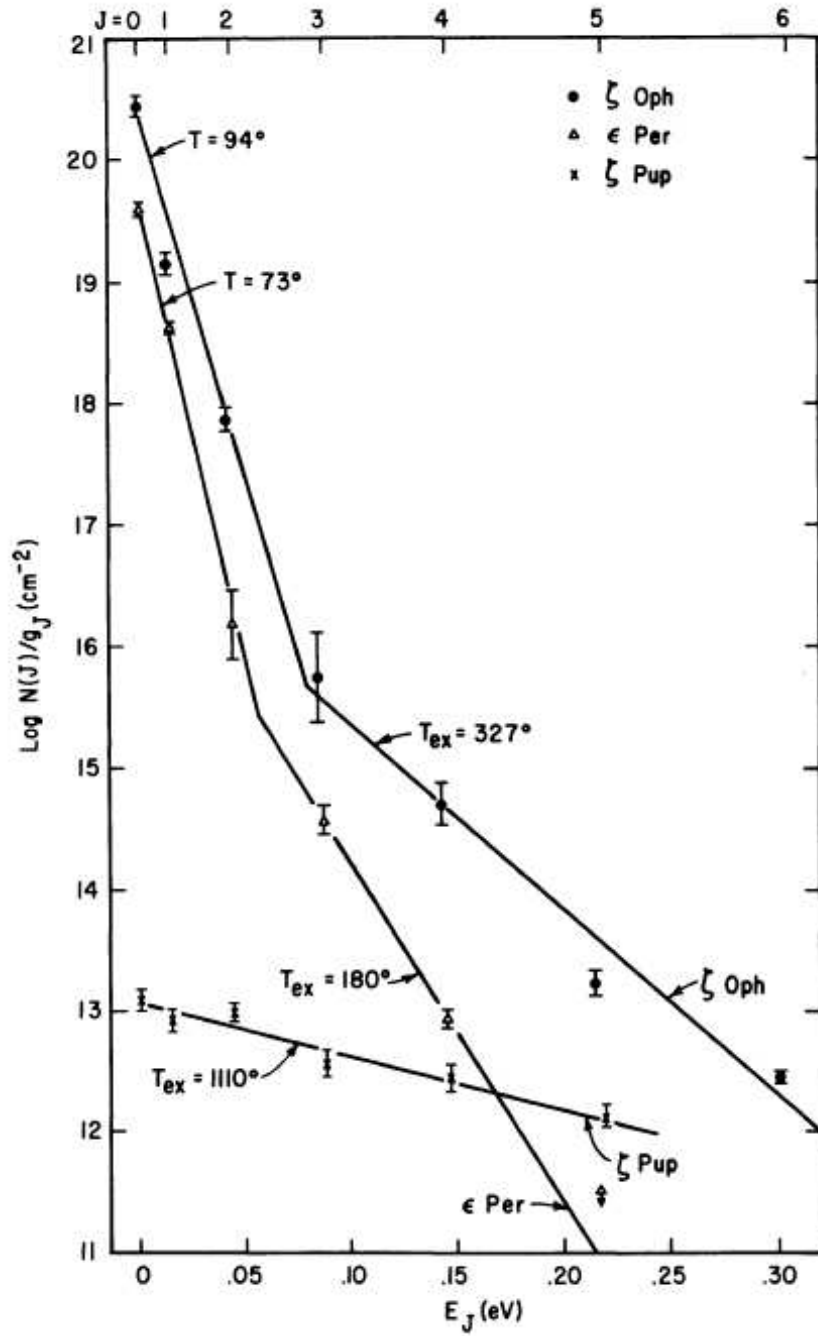


FIG. 3.3 – Diagrammes d'excitation du  $H_2$  sur les lignes de visées en direction de trois étoiles :  $\zeta$ -Oph,  $\zeta$ -Pup, et  $\epsilon$ -Per (Spitzer & Cochran 1973). Les différents points représentant les populations de chaque niveau rotationnel sont reliés par des droites de pentes différentes correspondant à la température d'excitation du gaz.

# Chapitre 4

## Les étoiles à disques

### Sommaire

4.1	L'étoile de la séquence principale : $\beta$ -Pictoris . . . . .	55
4.2	Les objets de transition : HD141569A et HD109573 . . . . .	57
4.3	Les étoiles pré-séquence principale . . . . .	61
4.4	Séquence d'évolution . . . . .	71
4.5	Conclusions . . . . .	73

### 4.1 L'étoile de la séquence principale : $\beta$ -Pictoris

$\beta$ -Pictoris étant une étoile de type spectral A5, son flux photosphérique dans le domaine des FUV est très faible, empêchant toute observation de raies en absorption. Cependant, les raies d'émission du doublet de résonance de O VI sont présentes dans le spectre *FUSE* de  $\beta$ -Pictoris (Deleuil et al. 2001), et peuvent servir de continu pour observer les transitions de H<sub>2</sub> (voir paragraphe 2.3).

Lecavelier des Etangs et al. (2001) ont montré, à partir des observations *FUSE* obtenues en 2000 et 2001, que le spectre de  $\beta$ -Pictoris présente une déficience en hydrogène moléculaire. En effet, aucune raie d'absorption de H<sub>2</sub> n'est observée sur les raies d'émission. Ces auteurs ont estimé une limite supérieure à la densité de colonne de H<sub>2</sub> dans le disque de  $\beta$ -Pictoris de  $10^{18} \text{ cm}^{-2}$ .

Cette étoile a été ré-observée avec *FUSE* en Novembre 2002. Le temps de pose total est de 50 000 secondes alors que les temps de pose des observations obtenues en 2000 et 2001 étaient de 25 000 et 30 000 secondes respectivement. Un des objectifs de cette dernière observation était d'augmenter le plus possible le rapport signal-sur-bruit (S/N par la suite) du spectre FUV afin d'éventuellement détecter de faibles raies d'absorption.

J'ai effectué l'analyse de ce nouveau spectre, sans succès de détection. La Figure 4.1 présente le doublet d'O VI vers 1032 et 1038 Å, observé dans le spectre obtenu en 2002. Sur cette figure sont reportées les positions en longueur d'onde des transitions de H<sub>2</sub> que l'on devrait observer si du H<sub>2</sub> était présent sur la ligne de visée.

Le rapport S/N de l'observation obtenue en 2002 étant nettement supérieur à celui des observations précédentes, j'ai pu affiner l'estimation de la limite supérieure de la densité de colonne de H<sub>2</sub> à  $2.58 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ . Les limites supérieures sur les densités de colonne de

chaque niveau d'énergie, estimées avec un degré de confiance de 97%, sont données dans la Table 4.1.

Le disque de  $\beta$ -Pictoris est vu par la tranche. C'est une configuration idéale pour observer des raies d'absorption du gaz contenu dans le disque. La non détection de  $H_2$  dans le spectre *FUSE* montre donc que le disque de  $\beta$ -Pictoris est déficient en hydrogène moléculaire (Lecavelier des Etangs et al. 2001). Ceci est en parfait accord avec le statut évolutif de cette étoile. Cette déficience en  $H_2$  a été récemment confirmée par les observations du satellite *Spitzer* dans l'infrarouge moyen (Chen et al. 2004), ce qui exclu définitivement les détections de grandes quantités de  $H_2$  suggérées par les observations du satellite *ISO* par Thi et al. (2001).

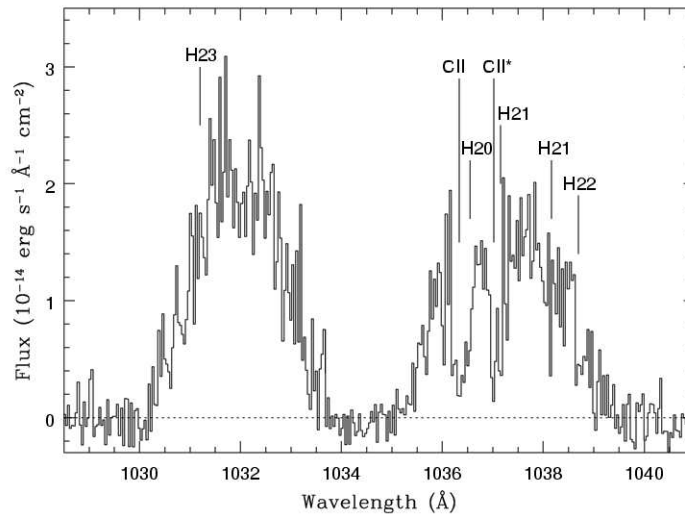


FIG. 4.1 – Raies d'émission du doublet de résonance d'O VI vers 1032 et 1038 Å. Sur cette figure, seule les poses obtenues de nuit ont été utilisées pour éviter la contamination du spectre par l'émission atmosphérique (*airglow*) vers 1040 Å. Les positions des transitions de  $H_2$  que l'on devrait observer si du  $H_2$  était présent sur la ligne de visée sont signalées sur la figure. Il faut noter la présence de raies d'absorption du C II et du C II\* sur la raie rouge du doublet.

TAB. 4.1 – Limites supérieures sur les densités de colonne des différents niveaux du  $H_2$  dans le spectre de  $\beta$ -Pictoris.

$v$	$J$	Log N ( $\text{cm}^{-2}$ )
0	0	$\leq 17.00$
0	1	$\leq 17.00$
0	2	$\leq 16.70$
0	3	$\leq 15.90$

## 4.2 Les objets de transition : HD141569A et HD109573

HD141569A et HD109573 sont des étoiles de Herbig, dites étoiles de transition, de type spectral B9, connues pour être entourés de disques de débris (Augereau et al. 1999; Jura 1991).

### 4.2.1 HD141569A

Dans le spectre *FUSE* de cette étoile, quelques raies d'absorption d'éléments atomiques sont observées. Les densités de colonne, vitesses radiales et largeurs de raies de ces espèces sont présentées dans la Table 4.2. Des raies d'absorption de  $H_2$  correspondant aux transitions issues des niveaux rotationnels  $J = 0$  à  $J = 4$  ( $v = 0$ ) ont été également identifiées. De plus, une raie du niveau  $J = 5$  ( $v = 0$ ) est marginalement détectée dans le spectre. Cette détection étant à moins de  $2\sigma$ , je n'en tiendrai pas compte dans l'analyse du spectre.

TAB. 4.2 – Densités de colonne, vitesses radiales et largeurs de raies des espèces atomiques observées dans le spectre *FUSE* de HD141569A. Les vitesses radiales ont été mesurées sur le spectre observé et sont héliocentriques. Pour les raies saturées, la vitesse radiale a été mesurée à partir du centroïde de la raie et ont des barres d'erreur symétriques (non calculées par minimisation du  $\chi^2$ ). –<sup>a</sup> désigne les espèces pour lesquelles la largeur de raie n'a pas été mesurée car aucune raie n'était en régime saturé.

Espèce Atomique	Log N (cm <sup>-2</sup> )	Vitesse radiale (km s <sup>-1</sup> )	$b$ (km s <sup>-1</sup> )
Ar I	>14.86	- 27.0±3	5.6 <sup>+0.42</sup> <sub>-0.25</sub>
FeII	15.99 <sup>+0.17</sup> <sub>-0.04</sub>	- 24.28 <sup>+1.89</sup> <sub>-2.75</sub>	2.34 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.79</sub>
N I	>14.50	- 24.0±2	6.80 <sup>+2.11</sup> <sub>-3.05</sub>
P II	13.51 <sup>+0.22</sup> <sub>-0.42</sub>	- 25.37 <sup>+1.56</sup> <sub>-1.25</sub>	– <sup>a</sup>
Cl I	14.49 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.29</sub>	- 25.12 <sup>+1.64</sup> <sub>-1.13</sub>	– <sup>a</sup>

Les paramètres mesurés à partir du spectre pour chaque niveau d'énergie du  $H_2$  sont listés dans la Table 4.3. Le diagramme d'excitation du  $H_2$ , présenté sur la Figure 4.2, montre que le  $H_2$  est thermalisé jusqu'à  $J = 2$  avec une température cinétique de  $51 \pm 6$  K. Cependant, les densités de colonne des niveaux  $J = 3$  et  $J = 4$  ne correspondent pas à un peuplement suivant la loi de Boltzmann. En effet,  $\log(N_{J=3}/g_3) < \log(N_{J=4}/g_4)$ . Ceci est probablement une conséquence de la grande incertitude sur la densité de colonne du niveau  $J = 4$ . En tenant compte des barres d'erreur, les densités de colonne de ces niveaux correspondent à une température supérieure à 270 K.

Le S/N du spectre est faible ( $S/N \sim 3-5$  pour le spectre non rebinné) et un petit nombre de raies issues du niveau  $J = 4$  ont été observées (voir Table 4.3). De ce fait, afin de tester la robustesse de mes résultats, j'ai effectué une étude statistique des détections

TAB. 4.3 – Densités de colonne des différents niveaux d’énergie du  $H_2$  observés dans le spectre de HD141569A.  $H_2$  “froid” et “tiède” sont les deux composantes en température distinguées à partir du diagramme d’excitation (voir texte et Figure 4.2). “am”, “sat” and “non sat” sont respectivement pour les raies amorties, saturées et non saturées. Seules les raies qui ont été modélisées apparaissent dans cette table.

J (v=0)	Longueur d’onde Å	Régime	Log N (cm <sup>-2</sup> )
0	1092.2020	am	20.08 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.09</sub>
	1108.1390	am	
1	1092.7390	am	19.96 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.48</sub>
	1094.0590	am	
	1108.6440	am	
	1110.0740	am	
2	1066.9070	sat	16.20 <sup>+0.69</sup> <sub>-0.39</sub>
	1094.2510	am	
	1096.4460	sat	
	1110.1310	am	
	1112.5081	non sat	
3	1067.4850	sat	16.04 <sup>+0.42</sup> <sub>-0.55</sub>
	1096.7310	sat	
	1099.7950	non sat	
	1112.5940	non sat	
	1115.9070	non sat	
4	1100.1689	non sat	15.78 <sup>+0.37</sup> <sub>-0.84</sub>
	1116.0250	non sat	
	1120.2610	non sat	
J=0-2	$H_2$ froid		20.32 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.21</sub>
J=3-4	$H_2$ tiède		16.23 <sup>+0.41</sup> <sub>-0.63</sub>

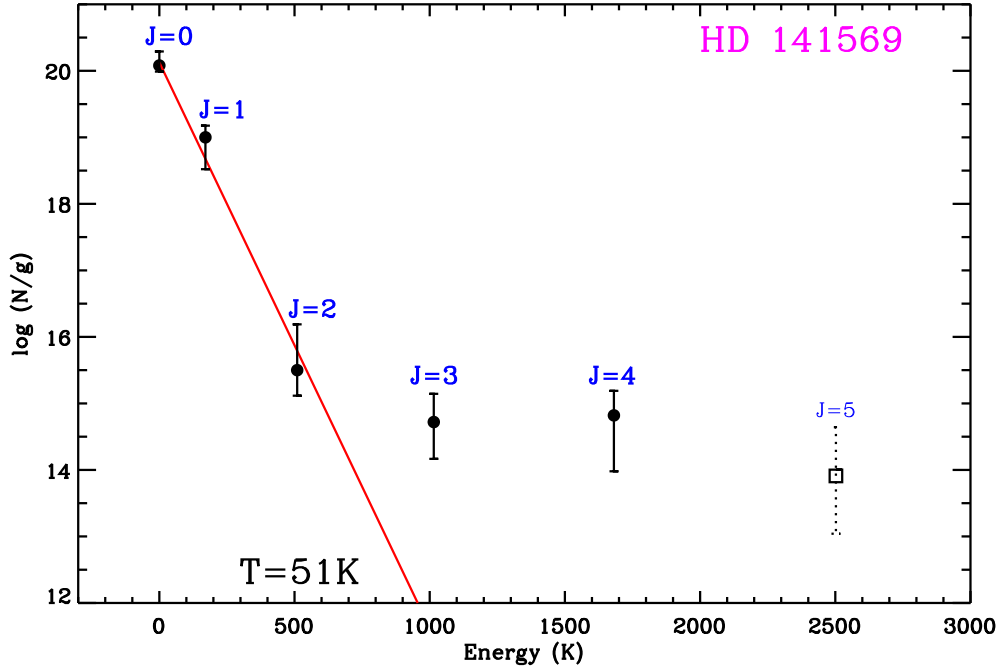


FIG. 4.2 – Diagramme d'excitation du  $H_2$  observé dans le spectre de HD141569A. La détection du niveau  $J = 5$  étant marginale, le point correspondant est représenté en pointillés.

et de la densité de colonne obtenues à partir de la modélisation des raies du niveau  $J = 4$ . J'en ai déduit que la détection des raies correspondant au niveau  $J = 4$  était réelle avec un degré de confiance de plus de 99%. En ce qui concerne la température donnée par les niveaux  $J = 3$  et  $J = 4$ , j'ai procédé par itérations successives de la manière suivante :

- En considérant que la densité de colonne du niveau  $J = 3$  est correcte, j'ai estimé la densité de colonne du niveau  $J = 4$  qui correspondrait à une température de 300 K, qui est la limite inférieure en température donnée par le diagramme d'excitation.
- A partir de la densité de colonne déduite pour  $J = 4$ , j'ai modélisé les raies d'absorption et estimé la distribution de probabilité du  $\chi^2$  correspondante. J'ai déduit de cette analyse qu'une telle densité de colonne et donc une telle température pouvait être exclue à plus de 98%.
- J'ai utilisé la même méthode pour des températures comprises entre 300 et 1500 K par itérations successives.
- Lors du calcul de la distribution de probabilité du  $\chi^2$ , on s'aperçoit que le degré de confiance augmente avec la température. Par exemple, une température de l'ordre de 1000 K n'est rejetée qu'à 70% contre 98% pour une température de 300 K.

A l'issue de cette étude statistique, l'incertitude sur la densité de colonne du niveau  $J = 4$  demeure trop importante pour déterminer avec exactitude la température donnée par les niveaux  $J = 3$  et  $J = 4$ . Les résultats obtenus suggèrent que la température de ces niveaux est nettement supérieure à 300 K. De plus, si la détection du niveau  $J = 5$  s'avère réelle, alors la température correspondant aux densités de colonne des niveaux  $J \geq 3$  est de  $945 \pm 189$  K. Cela laisse supposer que deux composantes en température sont

présentes sur la ligne de visée : une composante froide tracée par les niveaux  $J \leq 2$ , et une composante plus chaude.

Les conditions d'excitations du  $H_2$  révélées par le diagramme d'excitation sont tout à fait particulières et surprenantes. En effet, l'excitation des niveaux  $J = 0 - 2$  avec une température de l'ordre de 50 K est typique de ce que l'on observe généralement dans le milieu interstellaire diffus (Gry et al. 2002; Rachford et al. 2002), alors qu'une température élevée pour les niveaux  $J \geq 3$  ne l'est pas. En effet, en général, dans le milieu interstellaire diffus, la température donnée par les niveaux  $J \geq 3$  est inférieure à 300 K, ce qui pose la question de l'origine du gaz observé.

Une première information vient de la vitesse radiale. En effet, la vitesse radiale de l'étoile est de  $-6.4 \text{ km s}^{-1}$  (Frisch 1987) alors que celle mesurée pour le  $H_2$  est de l'ordre de  $-25 \text{ km s}^{-1}$  dans le spectre observé (héliocentrique non calibré en longueur d'onde, voir Annexe A), ce qui est similaire aux vitesses mesurées pour les espèces atomiques.

Puisque la formation de la molécule CH est supposée être contrôlée par des réactions en phase gazeuse avec  $H_2$ , CH devrait être un bon traceur de  $H_2$  (Federman 1982; Mattila 1986; Somerville & Smith 1989). Les observations spectroscopiques à très haute résolution dans le domaine visible ont montré la présence de CH dans la composante gazeuse correspondant au nuage sombre interstellaire L134N (voir chapitre 2; Sahu et al. 1998). Cette composante a une vitesse de  $+20.1 \text{ km s}^{-1}$  dans le référentiel de l'étoile. De ce fait, j'ai supposé que le  $H_2$  que l'on observe dans le spectre *FUSE* est situé dans la même région que le CH, et donc à la même vitesse radiale. J'ai donc calibré le spectre en longueurs d'onde sur la composante  $+20.1 \text{ km s}^{-1}$  en posant  $v_{H_2} = v_{CH} = +20.1 \text{ km s}^{-1}$  dans le référentiel de l'étoile. De plus, à partir des observations de CH, Sahu et al. (1998) ont estimé une densité de colonne de  $H_2$  de  $1.5 \pm 0.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  qui est en parfait accord avec la densité de colonne totale de  $H_2$  mesurée à partir du spectre *FUSE* :  $2.11^{+1.21}_{-0.83} \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . Il faut souligner qu'aucune contrepartie à la seconde composante détectée par Sahu et al. (1998) à  $+5.1 \text{ km s}^{-1}$  n'a été détectée dans le spectre *FUSE*.

Il semble donc que le gaz que l'on observe avec *FUSE* est situé dans l'enveloppe à faible extinction du nuage sombre interstellaire L134N (Juvela et al. 2002). Dans ce contexte les conditions d'excitation du  $H_2$  sont surprenantes car atypiques pour un nuage interstellaire. Dans une étude récente, Falgarone et al. (2005) ont montré que le chauffage du gaz interstellaire à des températures de l'ordre ou supérieures à 1000 K, peut être expliqué par la dissipation de la turbulence, dans une fine couche d'un nuage interstellaire. Il est donc possible que le gaz que l'on observe soit situé dans une zone de transition entre une région chaude et une région froide du nuage. Les valeurs élevées des largeurs de raies mesurées dans le spectre *FUSE* montrent que l'élargissement n'est pas purement thermique, et donc turbulent, ce qui conforte cette interprétation sur l'origine du gaz chaud.

Enfin, aucune signature de gaz circumstellaire, à la vitesse radiale de l'étoile, n'a été identifiée dans le spectre *FUSE* de HD141569A. Ceci est en accord avec le fait que le disque est incliné de  $51^\circ$  par rapport à la ligne de visée et que les parties internes du disque sont vides de gaz (Brittain & Rettig 2002; Brittain et al. 2003). En effet, pour observer du gaz circumstellaire en absorption il faudrait que la ligne de visée traverse le disque, or avec une telle géométrie, ce n'est pas le cas. La non-détection de gaz circumstellaire montre également que l'étoile n'est pas entourée d'une enveloppe et que tout ce gaz a eu le temps de s'effondrer sur le disque ou d'être dissipé.



### 4.2.2 HD109573

Comme on peut s’y attendre pour une étoile de type spectral B9, dont le rougissement est très faible,  $E(B-V)=0.03$ , le flux photosphérique de HD109573 est très élevé aux longueurs d’onde supérieures à 1120 Å et décroît brusquement aux longueurs d’onde inférieures. Aucune raie d’émission d’éléments très ionisés comme le C III ou l’O VI n’est observée, ce qui est en accord avec le statut évolutif de cette étoile.

Malgré l’angle d’inclinaison ( $20.5 \pm 3^\circ$ ) favorable à l’observation de gaz circumstellaire en absorption, aucune raie de  $H_2$  n’est détectée dans le spectre *FUSE* de HD109573, alors que quelques raies du Fe II et le triplet de résonance du N I vers 1134 Å sont observés. Deux composantes en vitesse radiale sont observées pour ces espèces. Ces deux composantes ont des vitesses radiales d’environ  $-5 \text{ km s}^{-1}$  et  $-15 \text{ km s}^{-1}$  dans le référentiel de l’étoile, ce qui est en accord avec les observations *HST/STIS* de cette étoile pour les raies du Fe II et du Si II par Chen & Kamp (2004) et les observations dans le domaine optique du Ca II par Holweger et al. (1999) (voir chapitre 2).

A partir du spectre *FUSE*, j’ai estimé que la densité de colonne de  $H_2$  doit être inférieure à  $2.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , ce qui est compatible avec la limite estimée par Chen & Kamp (2004),  $4.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , à partir du même spectre. La non détection de  $H_2$  implique que le disque de HD109573 est déficient en gaz moléculaire. Ceci confirme les prédictions des modèles qui montrent que pour les étoiles de Herbig, le temps de vie du gaz dans les disques est plus court que celui de la poussière du fait du processus de photo-évaporation très important (Takeuchi et al. 2005).

## 4.3 Les étoiles pré-séquence principale

BD+46°3471, BD+61°154 et NX Pup sont trois étoiles qui font partie des programmes dits “*Observatory Programs*” qui sont des programmes dédiés à des tests instrumentaux et non à de l’analyse spectroscopique pure. Cela peut expliquer le fait que quelques problèmes puissent survenir lors de ces observations.

En effet, le flux observé dans les spectres *FUSE* des étoiles BD+46°3471 et BD+61°154 est pratiquement nul et seules les raies d’airglow sont présentes. En analysant les données brutes (non traitées par le pipeline) ainsi que le comptage de photons, on s’aperçoit que les deux étoiles n’étaient pas dans la fente du spectrographe lors des observations. Il faut noter que les segments du spectre de BD+61°154 correspondant au détecteur 2 de *FUSE*, ne contiennent aucune donnée. L’analyse des données brutes a montré que le détecteur était en position *OFF* au moment de l’observation.

NX Pup est une étoile de type spectral AO qui présente un rougissement modéré (voir Table 2.2). De ce fait, le flux photosphérique de NX Pup est assez élevé pour entreprendre une analyse des raies d’absorption. Cependant, le rapport S/N du spectre est de l’ordre de 2 à 1100 Å ce qui empêche toute identification réaliste des éventuelles raies d’absorption. Ceci est probablement dû à un temps de pose trop court pour obtenir un S/N correct.

### 4.3.1 HD36112, HD135344, et HD100453

Les flux dans le domaine des FUV de ces trois étoiles sont trop faibles pour pouvoir observer des raies d'absorption dans le continuum. Cependant, les raies d'émission d'O VI sont détectées et peuvent servir de continu pour l'observation des raies d'absorption de H<sub>2</sub>. La présence de raies d'émission d'O VI et de C III dans les spectres de ces étoiles prouve la présence d'une région chauffée à des températures très supérieures à la température effective de l'étoile.

Pour ces trois étoiles, les disques sont très inclinés par rapport à la ligne de visée. Les angles d'inclinaison sont compris entre 53° et 79° (voir Table 2.2, chapitre 2). Pour observer en absorption le gaz présent dans le disque, la seule configuration possible est que la ligne de visée traverse le bord le plus interne du disque, comme cela est représenté sur la Figure 4.3.

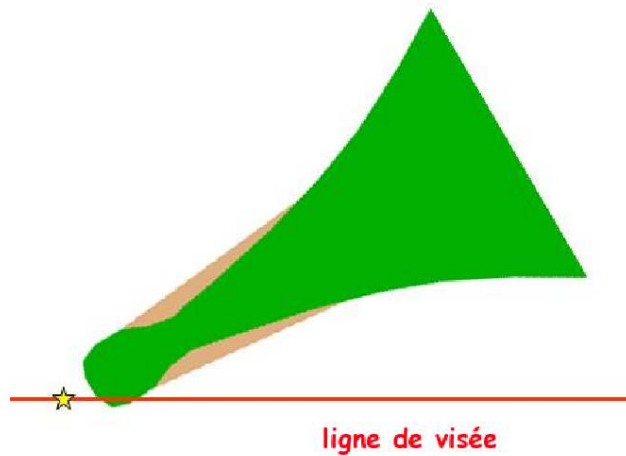


FIG. 4.3 – Configuration favorable à l'observation de raies d'absorption circumstellaires quand le disque est très incliné par rapport à la ligne de visée. Les échelles de distances ne sont pas respectées sur ce schéma.

### HD36112

Dans le spectre de HD36112, seule la raie d'émission à 1032 Å du doublet de O VI est présente. Le rapport des forces d'oscillateur des deux raies d'O VI étant de l'ordre de 2, la seconde raie devrait être assez intense pour être observée. La raie d'O VI à 1032 Å est également présente dans les poses obtenues uniquement la nuit, ce qui prouve que cette émission n'est pas due au Soleil (un exemple de contamination des spectres *FUSE* par l'émission due au Soleil est présenté dans l'article de Lecavelier des Etangs et al. 2004). Cette raie d'émission est vraisemblablement absorbée en majeure partie par les raies de C II et C II\*, mais l'absorption est probablement due également à du H<sub>2</sub>.

Or, aucune raie d'absorption de  $\text{H}_2$  n'est observée sur la raie d'émission d'O VI à 1032Å. Seules les raies des niveaux  $J = 3$  et  $J = 4$  peuvent être observées sur cette raie d'émission (voir paragraphe 2.3, chapitre 2). L'absence de  $\text{H}_2$  permet donc d'estimer des limites supérieures aux valeurs des densités de colonne des niveaux  $J = 3$  et  $J = 4$  :  $N(\text{H}_2)_{(J=3)} \leq 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  and  $N(\text{H}_2)_{(J=4)} \leq 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .

Eisner et al. (2004) ont montré que le disque de HD36112 est un disque ouvert incliné entre  $53^\circ$  et  $57^\circ$  par rapport à la ligne de visée. La distance entre l'étoile et le bord interne du disque est de  $0.55 \pm 0.04 \text{ AU}$  (Monnier et al. 2005). Avec ces valeurs, j'ai utilisé le modèle de disque ouvert de Dullemond et al. (2001) afin d'estimer la hauteur du bord interne du disque et calculer si la ligne de visée le traverse. Ce code modélise un disque passif ouvert, uniquement composé de poussières chauffées par l'étoile centrale, et présentant un renflement du bord interne, tels les disques décrits par Natta et al. (2001).

L'objectif de cette modélisation est d'estimer les distances et la géométrie du bord interne du disque. Dans le cas de HD36112, à partir de cette modélisation, j'ai estimé que la poussière formant le bord interne du disque doit avoir une température de l'ordre de 1200 K, et que la hauteur du bord interne du disque est de 0.1 AU. Avec une telle hauteur, une distance de  $\sim 0.55 \text{ AU}$  de l'étoile et avec une inclinaison de plus de  $50^\circ$ , la ligne de visée ne passe pas à travers le bord interne du disque de poussières. L'absence de  $\text{H}_2$  dans le spectre de HD36112 montre que le disque de gaz ne s'étend pas (en hauteur) sur des distances plus grandes que le disque de poussières. En d'autres termes, le gaz et la poussière sont vraisemblablement couplés dans le disque.

### HD135344 et HD100453

Les cas de HD135344 et HD100453 sont comparables à celui de HD36112. Le flux photosphérique de ces deux étoiles dans le FUV est presque nul mais les raies d'émission du doublet d'O VI sont présentes. Aucune raie d'absorption de  $\text{H}_2$  n'est observée. L'absence de raies d'hydrogène moléculaire dans ces deux spectres permet de conclure que la densité de colonne totale de  $\text{H}_2$  est inférieure à  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$  en direction de HD135344 et inférieure à  $8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  en direction de HD100453.

Les disques de HD135344 et HD100453 sont des disques ouverts et inclinés de  $79^\circ$  (Dent et al. 2005) et  $65^\circ$  (Dominik et al. 2003), respectivement, par rapport à la ligne de visée.

Dent et al. (2005) ont détecté de l'émission en CO provenant du disque de HD135344. Ils ont estimé que l'émission de ce gaz provient d'une région située entre 10 et 75 AU de l'étoile centrale. Ces auteurs ont cependant suggéré que le bord interne de cette région peut être plus proche de l'étoile, soit à moins de 10 AU. En supposant que le gaz est situé à environ 10 AU de l'étoile centrale, et en tenant compte de l'angle d'inclinaison du disque dans le modèle de disque ouvert de Dullemond et al. (2001), on peut conclure que le bord interne du disque n'est pas observable en absorption si le gaz et la poussière sont couplés.

Dans le cas de HD100453, en prenant pour hypothèse les paramètres estimés pour le disque par Dominik et al. (2003), j'ai déduit du modèle de disque ouvert que le bord interne du disque est situé à une distance de 0.22 AU de l'étoile et sa hauteur est de 0.06 AU. Encore une fois, en supposant que le gaz et la poussière sont couplés, avec une telle géométrie, la ligne de visée ne traverse pas le bord interne du disque.

Pour HD36112, HD135344 et HD100453, l'absence de raies d'absorption de  $H_2$  dans les spectres *FUSE* montre que le gaz et la poussière sont certainement couplés dans les disques. En effet, si du gaz est présent dans ces disques, il ne s'étend pas sur des distances suffisantes à partir du plan médian du disque pour être observé en absorption. Cette non détection de  $H_2$  suggère également que ces étoiles ne sont pas entourées d'enveloppes, reste de leur nuage moléculaire d'origine, et que tout le gaz circumstellaire s'est effondré sur le disque ou a été dissipé.

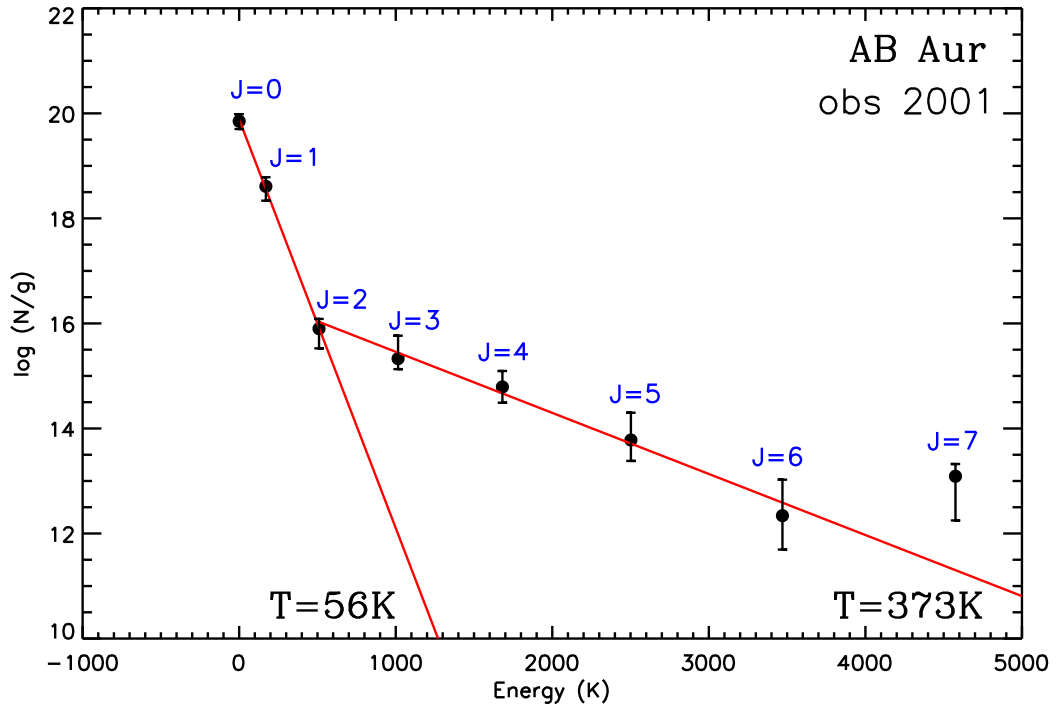
### 4.3.2 AB Aurigæ

AB Aurigæ a été observée par *FUSE* en Février 2000 et Octobre 2001. Les données issues de ces deux observations sont de qualité équivalente ( $S/N=8$  à  $1150\text{\AA}$ ) puisque les temps de poses sont semblables (14 000 et 15 000 secondes respectivement). Ici, je présenterai les résultat que j'ai obtenus à partir de l'analyse du spectre de 2001. J'ai également fait la même analyse sur le spectre obtenu en 2000, et les résultats sont tout à fait en accord avec ceux qui vont être détaillés ici. Il faut noter que le spectre *FUSE* obtenu en 2000 a été analysé par Roberge et al. (2001). Ces auteurs n'ont pas effectué une analyse complète des raies d'hydrogène moléculaire, mais leurs résultats concernant les premiers niveaux d'énergie du  $H_2$  sont en accord avec ceux que j'ai obtenus.

Dans le spectre d'AB Aur, j'ai identifié de nombreuses raies d'absorption de l'hydrogène moléculaire correspondant aux transitions issues des niveaux rotationnels  $J \leq 7$  du niveau vibrationnel fondamental de l'électronique fondamental ( $v = 0, X$ ). La Table 4.4 présente les densités de colonne mesurées à partir de la modélisation des raies.

TAB. 4.4 – Densités de colonne de  $H_2$  mesurées dans le spectre de AB Aur. Les barres d'erreur sont données à  $2\sigma$ .

$H_2$ ( $v = 0$ )	Log N ( $\text{cm}^{-2}$ )
J=0	$19.85^{+0.13}_{-0.15}$
J=1	$19.56^{+0.17}_{-0.27}$
J=2	$16.60^{+0.19}_{-0.37}$
J=3	$16.65^{+0.44}_{-0.20}$
J=4	$15.75^{+0.30}_{-0.30}$
J=5	$15.30^{+0.52}_{-0.40}$
J=6	$13.45^{+0.38}_{-0.35}$
J=7	$14.74^{+0.23}_{-0.84}$

FIG. 4.4 – Diagramme d'excitation du H<sub>2</sub> en direction de AB Aur.

La calibration absolue en longueur d'onde du spectre a été réalisée en utilisant les observations du CO avec *HST/STIS*. La vitesse radiale héliocentrique mesurée pour les raies d'absorption de CO dans le spectre *STIS* est de  $10 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$  (Roberge et al. 2001). Le CO étant un bon traceur de H<sub>2</sub>, on peut supposer que le H<sub>2</sub> et le CO sont situés dans la même région sur la ligne de visée, et donc que  $v_{\text{rad}}(\text{H}_2) = v_{\text{rad}}(\text{CO}) = 10 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ . Cette vitesse héliocentrique correspond à une vitesse radiale de  $2 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$  dans le référentiel de l'étoile.

Le diagramme d'excitation du H<sub>2</sub>, présenté sur la Figure 4.4, montre que le H<sub>2</sub> est thermalisé jusqu'à  $J = 2$  avec une température de  $56 \pm 4 \text{ K}$ . Les densités de colonne des niveaux rotationnels  $J \geq 3$  sont compatibles avec une température de  $373 \pm 83 \text{ K}$ . Ces conditions d'excitation sont typiques de celles généralement observées dans le milieu interstellaire diffus (Gry et al. 2002; Rachford et al. 2002; Browning et al. 2003). Cependant, la vitesse radiale laisse supposer une origine circumstellaire pour le gaz observé.

Avec leur modèle de disque ouvert, Dullemond et al. (2001) ont estimé à partir de la SED d'AB Aur que le bord interne du disque de poussière est à une distance de 0.52 AU de l'étoile et que sa hauteur est de l'ordre de 0.1 AU. Comme dans les cas de HD36112, HD135344 et HD100453, avec une telle distribution spatiale et en supposant que le gaz et la poussière sont couplés, on ne peut pas observer le bord interne du disque en absorption. De ce fait, le gaz que l'on observe n'est pas situé dans le disque.

AB Aur possède une chromosphère étendue située au-dessus de la photosphère (e.g. Catala et al. 1984; Bouret et al. 1997; Bouret & Catala 2000). Des signatures spectrales de cette chromosphère sont observées dans le spectre *FUSE*, comme les raies d'émission de

CIII à 977Å et du doublet de l'O VI vers 1032 et 1038Å (Roberge et al. 2001). Cependant, les régions les plus externes de cette chromosphère (région de transition avec le disque) sont à des températures de l'ordre du millier de Kelvins. Donc si du H<sub>2</sub> est présent dans ces régions externe, il doit être à des températures nettement supérieures à celles que l'on observe. De plus, ces régions se situent à moins de 0.52 AU de l'étoile, ce qui suppose qu'une grande partie de l'hydrogène moléculaire devrait être dissocié, et on ne devrait pas observer de telles densités de colonne.

Le H<sub>2</sub> observé a donc des conditions d'excitation qui favorisent une origine interstellaire mais sa vitesse radiale est proche de la vitesse radiale de l'étoile, ce qui est souvent interprété comme une preuve de l'origine circumstellaire du gaz. Ces résultats suggèrent que le H<sub>2</sub> observé dans le spectre de AB Aur est situé dans le nuage moléculaire dans lequel l'étoile s'est formée. En effet, AB Aur étant une étoile relativement jeune (2.6 Myr), on peut supposer qu'elle n'a pas encore eu le temps de s'éloigner de son nuage parent. Cependant, ces résultats n'excluent pas la possibilité que le gaz observé soit du gaz interstellaire situé le long de la ligne de visée.

### 4.3.3 HD100546, HD163296, et HD104237

Les spectres *FUSE* de HD100546 et HD163296 ont été analysé lors d'une précédente étude et ont fait l'objet de publications (Lecavelier des Etangs et al. 2003; Deleuil et al. 2004, 2005). De même, le spectre *FUSE* de HD104237 a été analysé par Herczeg et al. (2003). Ces études ont montré la présence de H<sub>2</sub> chaud autour de ces étoiles. Afin de mieux comprendre les conditions d'excitation du H<sub>2</sub>, en particulier l'excitation des niveaux d'énergie élevés, et de contraindre sa localisation autour des étoiles, j'ai refait l'analyse de ces spectres. Les résultats présentés ici sont en parfait accord avec ceux des études précédentes.

Dans le spectre de HD100546, des raies d'absorption correspondant aux transitions issues des niveaux rotationnels  $J = 0$  à  $J = 10$  ( $v = 0$ ) ont été identifiées ainsi que des raies correspondant aux transitions issues des niveaux rotationnels  $J \leq 5$  du premier niveau vibrationnel ( $v = 1$ ). Par contre, dans les spectres de HD163296 et HD104237, seuls les niveaux  $v = 0, J \leq 4$  et  $v = 0, J \leq 5$ , respectivement, ont été identifiés, les niveaux supérieurs étant en-dessous de la limite de détection. La Table 4.5 présente les densités de colonne de chaque niveau d'énergie du H<sub>2</sub> déterminées à partir des modélisations de raies pour chaque étoile. Pour les trois étoiles, les vitesses radiales du H<sub>2</sub>, données dans la Table 3.1 au chapitre 3, favorisent une origine circumstellaire pour le gaz observé.

Les diagrammes d'excitation du H<sub>2</sub> autour de ces trois étoiles sont présentés sur la Figure 4.5. Pour chacune des étoile, l'hydrogène moléculaire est thermalisé jusqu'à  $J = 4$  avec des températures d'excitation élevées. Dans le cas de HD100546, la température est de  $758 \pm 147$  K et les densités de colonne des niveaux  $J \geq 5$  correspondent à une température de  $1495 \pm 70$  K. En ce qui concerne HD163296, la température d'excitation est de  $432 \pm 135$  K, et pour HD104237,  $306 \pm 80$  K.

Ces diagrammes d'excitation suggèrent la présence d'un milieu proche de l'étoile, excité collisionnellement. Cette interprétation est confirmée par les valeurs élevées des largeurs de raies, qui montrent que l'élargissement n'est pas purement thermique. Lecavelier des Etangs et al. (2003) ont estimé que le gaz observé devait se trouver à une distance de 1.5 AU de HD100546 et 4 AU de HD163296. Pour HD104237, Grady et al. (2004) ont

TAB. 4.5 – Densités de colonne de  $H_2$  mesurées dans les spectres de HD100546, HD163296, et HD104237. Les barres d'erreur sont données à  $2\sigma$ .

		HD100546	HD163296	HD104237
v	J	Log N ( $\text{cm}^{-2}$ )	Log N ( $\text{cm}^{-2}$ )	Log N ( $\text{cm}^{-2}$ )
0	0	$15.16^{+0.38}_{-0.26}$	$17.10^{+0.40}_{-0.70}$	$17.85^{+0.14}_{-0.73}$
0	1	$16.00^{+0.28}_{-0.19}$	$17.90^{+0.20}_{-0.30}$	$18.32^{+0.39}_{-0.56}$
0	2	$15.58^{+0.28}_{-0.21}$	$17.40^{+0.40}_{-1.00}$	$17.99^{+0.35}_{-0.63}$
0	3	$15.83^{+0.21}_{-0.11}$	$17.40^{+0.20}_{-0.30}$	$17.98^{+0.39}_{-0.61}$
0	4	$15.13^{+0.07}_{-0.07}$	$16.40^{+0.40}_{-0.80}$	$16.19^{+0.52}_{-0.59}$
0	5	$15.51^{+0.08}_{-0.06}$	—	$16.70^{+0.56}_{-0.42}$
0	6	$14.69^{+0.11}_{-0.10}$	—	—
0	7	$14.87^{+0.10}_{-0.08}$	—	—
0	8	$13.89^{+0.18}_{-0.25}$	—	—
0	9	$14.31^{+0.08}_{-0.07}$	—	—
0	10	$13.47^{+0.25}_{-0.55}$	—	—
1	0	—	—	—
1	1	$13.87^{+0.05}_{-0.06}$	—	—
1	2	$13.45^{+0.09}_{-0.11}$	—	—
1	3	$13.91^{+0.04}_{-0.04}$	—	—
1	4	$13.33^{+0.07}_{-0.09}$	—	—
1	5	$13.89^{+0.08}_{-0.08}$	—	—

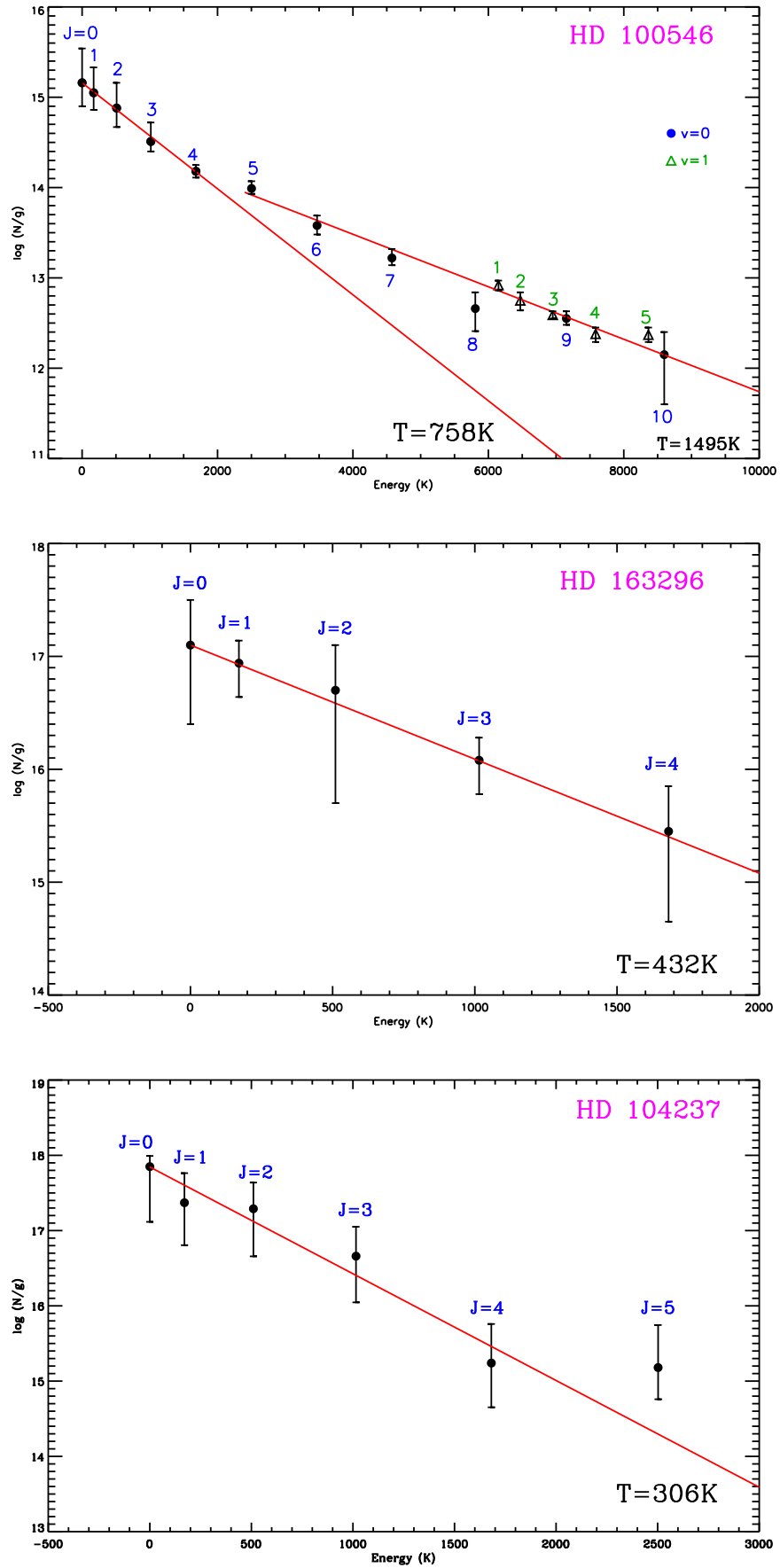


FIG. 4.5 – Diagrammes d'excitation du H<sub>2</sub>. De haut en bas : HD100546, HD163296, HD104237.



estimé la distance gaz-étoile à 0.5 AU. De nouveau, la question de l'origine de ce gaz chaud se pose. En effet, les angles d'inclinaison des disques sont grands, et la ligne de visée ne traverse pas le disque. J'ai donc utilisé le modèle de disque ouvert de Dullemond et al. (2001) afin de déterminer les échelles de distances du disque de poussière.

Tout d'abord, j'ai modélisé le disque de HD100546, qui est la seule étoile pour laquelle on observe du gaz très chaud et donc supposé être très proche de l'étoile. Pour cela, il a fallu faire quelques hypothèses :

- le code modélisant un disque de poussière, j'ai supposé que la poussière dans le bord interne du disque a la même température que le gaz chaud que l'on observe.
- j'ai supposé une masse pour le disque de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de masses terrestres (Henning et al. 1998; Bouwman et al. 2000),
- j'ai fixé la taille du rayon externe du disque à 400 AU (Augereau et al. 2001)

De cette modélisation, j'ai estimé que le bord interne du disque de poussière doit se trouver à 0.4 AU de l'étoile et que sa hauteur doit être de 0.15 AU. En tenant compte de ces distances et de l'angle d'inclinaison, la ligne de visée ne passe pas à travers le bord interne du disque de poussières.

Les disques de HD163296 et HD104237 sont des disques aplatis de type "self-shadowed". En première approximation, on peut supposer que le bord interne d'un disque ouvert et d'un disque "self-shadowed" ont les mêmes propriétés. De ce fait, on peut utiliser la même méthode que dans le cas de HD100546 pour modéliser les bords internes des disques de ces deux étoiles. Malheureusement, la littérature sur les paramètres des disques de ces deux étoiles est moins riche que pour le disque de HD100546. J'ai donc dû faire des hypothèses complémentaires, et supposer que la masse de ces disques est du même ordre de grandeur que pour le disque de HD100546 et j'ai fixé la température de la poussière à 1500 K dans le bord interne du disque, ce qui correspond à la température d'évaporation des poussières.

Dans le cas de HD163296, j'ai estimé que le bord interne du disque doit avoir une hauteur de 0.4 AU et doit être situé à 0.94 AU de l'étoile. Pour HD104237, la hauteur du bord interne est de 0.44 AU et il est situé à 1.03 AU de l'étoile. Dans les deux cas, la géométrie ne permet pas d'observer ce bord interne en absorption.

Cependant, si le gaz n'est pas complètement couplé à la poussière dans le bord interne du disque, on peut supposer que le gaz s'étend sur des distances plus grandes que la poussière et dans ce cas-là, la ligne de visée pourrait passer à travers le disque de gaz (voir Figure 4.6). J'ai donc fait des estimations afin de trouver la hauteur minimale du bord interne du disque de gaz qui permettrait d'observer du gaz en absorption. Les résultats concernant le bord interne du disque sont les suivants :

- HD100546 :** hauteur totale de la poussière : 0.15 AU  
 hauteur totale du gaz : 1.19 AU  
**Le gaz est 8 fois plus étendu que la poussière**
- HD163296 :** hauteur totale de la poussière : 0.4 AU  
 hauteur totale du gaz : 2.86 AU  
**Le gaz est 7 fois plus étendu que la poussière**
- HD104237 :** hauteur totale de la poussière : 0.44 AU  
 hauteur totale du gaz : 4.41 AU  
**Le gaz est 10 fois plus étendu que la poussière**

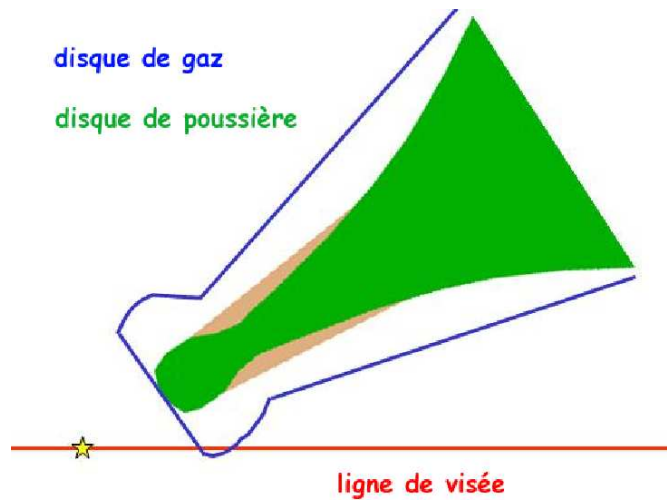


FIG. 4.6 – Le gaz et la poussière sont découplés dans le disque. Le gaz est plus étendu que la poussière : configuration favorable à l’observation de raies d’absorption du gaz circumstellaire quand le disque est très incliné par rapport à la ligne de visée. Les échelles de distances ne sont pas respectées sur ce schéma.

A l’heure actuelle les observations ne permettent pas de trancher quant à cet éventuel découplage du gaz et de la poussière dans le bord interne du disque. On peut cependant envisager un certain nombre d’hypothèses sur l’origine de ce gaz circumstellaire chaud proche des étoiles. Outre l’éventuel découplage entre la poussière et le gaz, ce gaz chaud peut être la conséquence de deux mécanismes physiques différents :

1. La présence de ce gaz chaud peut être liée à l’activité bien connue de ces étoiles (Deleuil et al. 2004, 2005; Grady et al. 2004). En effet, des raies dues au vent stellaire et des raies d’émission d’éléments ionisés comme le C III et l’O VI sont observées dans les spectres *FUSE*. L’observation de telles raies d’émission prouve la présence d’une région chaude proche de l’étoile. Le  $H_2$  chaud que l’on observe dans les spectres *FUSE* pourrait être produit dans les parties externes de cette région, proches du disque. Pour contraindre les conditions d’excitation du  $H_2$  chaud observé, j’ai utilisé un modèle de région de photodissociation stationnaire (code expliqué au chapitre 5). Or, avec les contraintes observationnelles telles la distance gaz-étoile, les densités de colonne, et la température du gaz, il est impossible de reproduire les diagrammes d’excitation de ces étoiles de façon réaliste. En effet, le  $H_2$  est systématiquement photodissocié, sauf pour des densités volumiques extrêmement élevées ( $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Pour former du  $H_2$  à des distances très proches des étoiles et obtenir les densités de colonne observées, une possibilité est d’inclure dans le modèle les réactions à trois corps. En effet, lorsque la densité est élevée ( $\geq 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ), le processus de formation de  $H_2$  n’est plus dominée par la formation sur les grains (Le Petit 2002). Dans ce cas, la probabilité de collision simultanée de trois atomes d’hydrogène pour former du  $H_2$  n’est plus négligeable. Une autre explication possible est que lorsque le champ de rayonnement est fort, ce qui est le cas à petite distance de l’étoile, les phénomènes dépendant du temps dominant. Il faut donc dans ce cas-là utiliser un modèle non stationnaire, comme un modèle de chocs (Draine & McKee 1993; Chieze et al. 1998).

2. Une autre source de production de  $H_2$  chaud pourrait être la photo-évaporation du disque sous l'effet du rayonnement FUV de l'étoile centrale (Hollenbach et al. 1994; Johnstone et al. 2004; Adams et al. 2004). En supposant qu'un vent stellaire, même faible, vienne heurter la surface du disque, qui est chauffée à plus de 1000 K par le rayonnement FUV de l'étoile, du gaz va être déplacé hors de la surface du disque (Hollenbach et al. 2000). Si la température de ce gaz est de l'ordre de 1500 K, comme on l'observe pour HD100546, la vitesse radiale de photo-évaporation va être très proche de la vitesse radiale de l'étoile. Dans ce cas, ce gaz se trouve à une distance de 10 à 20 AU de l'étoile. Pour un disque ouvert, à cette distance, la hauteur du disque à partir du plan médian est égale à la distance entre l'étoile et le bord interne du disque, soit  $h = r$ . A cet endroit du disque, vu de l'observateur, un vent sphérique va couvrir la surface de l'étoile (D. Hollenbach, communication privée). L'hydrogène moléculaire chaud que l'on observe dans les spectres *FUSE* pourrait donc provenir de ce vent de disque.

## 4.4 Séquence d'évolution

Pour les étoiles dont les angles d'inclinaison des disques sont connus, j'ai tracé la densité de colonne de  $H_2$  circumstellaire en fonction de l'angle d'inclinaison (voir Figure 4.7). Si le  $H_2$  observé est dans les disques, on peut supposer que moins le disque est incliné, plus l'épaisseur du disque traversée par la ligne de visée est grande, et donc plus la densité de colonne de  $H_2$  est importante. Le calcul du paramètre de corrélation linéaire étant proche de 0, on peut conclure qu'il n'y a aucune corrélation entre ces deux grandeurs. Ceci confirme bien que le  $H_2$  observé n'est pas dans les disques.

Un des objectifs principaux de ce travail est de mieux contraindre les échelles de temps sur lesquels le matériel circumstellaire se dissipe, et corrélativement, les échelles de temps pour la formation planétaire. Dans ce contexte, j'ai cherché une corrélation entre la quantité d'hydrogène moléculaire circumstellaire observée et l'âge des étoiles (voir Figure 4.8). Le paramètre de corrélation linéaire est égal à 0.49, ce qui montre qu'il n'y a pas de corrélation entre la densité de colonne de  $H_2$  et l'âge des étoiles.

L'absence de corrélation entre ces différentes grandeurs montre non seulement que le  $H_2$  observé n'est pas dans les disques, mais aussi qu'il ne provient pas des mêmes régions de l'environnement de ces étoiles.

Cependant, trois étoiles de notre échantillon, HD100546, HD163296, et HD104237, pour lesquelles l'excitation du  $H_2$  est similaire, la corrélation entre l'âge des étoiles et la densité de colonne du  $H_2$  est très claire (voir Figure 4.9). En effet, le paramètre de corrélation linéaire est de 0.98. Cette corrélation ainsi que les conditions d'excitation similaires pour le  $H_2$ , suggèrent que l'on observe les mêmes régions dans l'environnement de ces trois étoiles. Il faut souligner qu'une corrélation existe probablement entre l'angle d'inclinaison des disques et la quantité de  $H_2$  pour ces trois étoiles mais elle est beaucoup moins claire puisque le paramètre de corrélation est de 0.88.

Il faut également noter une grande incertitude sur les âges des étoiles qui peut empêcher la mise en évidence d'une quelconque relation sur l'ensemble de l'échantillon. L'exemple de HD100546 et HD109573 est le plus représentatif de ce problème. En effet, ces deux étoiles sont de même type spectral et donc ont la même température effective. HD100546

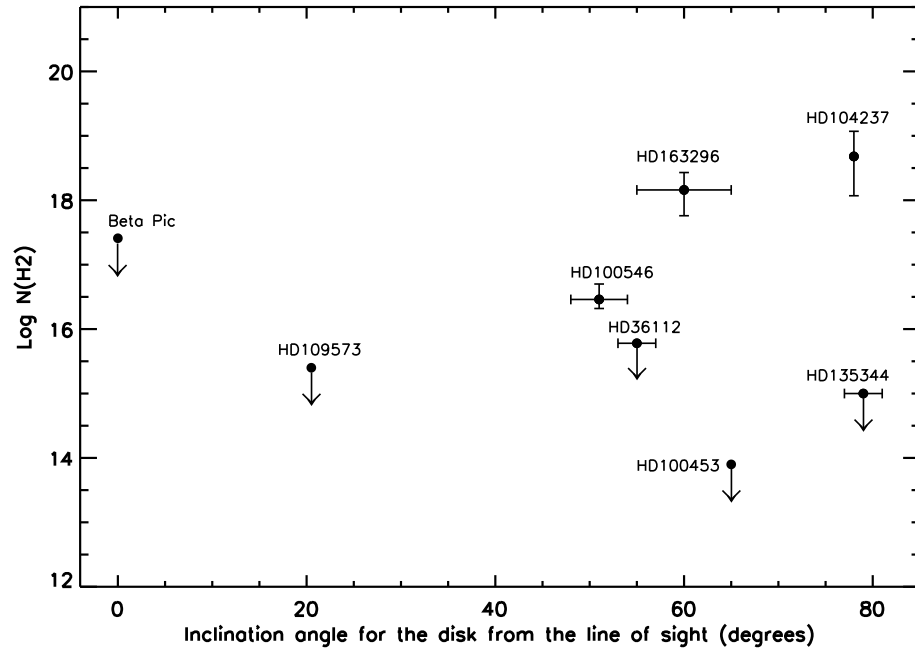


FIG. 4.7 – Densités de colonne du H<sub>2</sub> circumstellaire en fonction de l'angle d'inclinaison des disques.

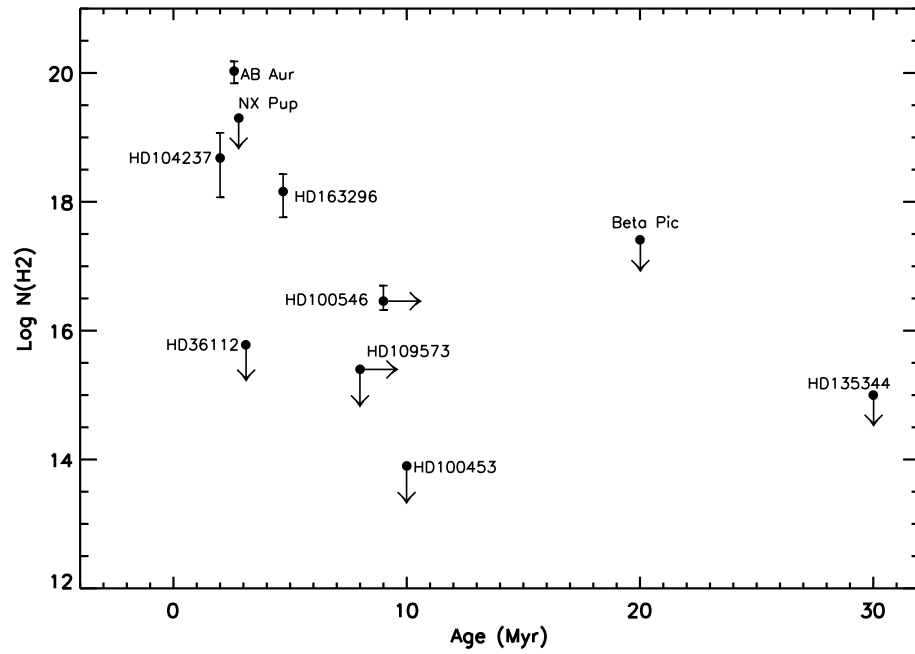


FIG. 4.8 – Densités de colonne du H<sub>2</sub> circumstellaire en fonction de l'âge des étoiles à disques de l'échantillon.

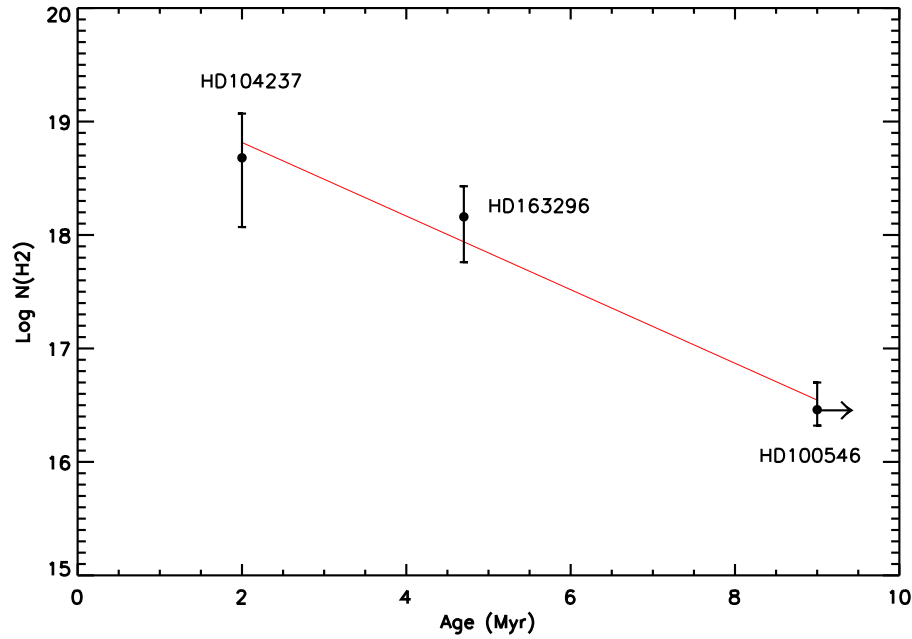


FIG. 4.9 – Corrélation entre les densités de colonne du H<sub>2</sub> circumstellaire et l'âge dans les cas de HD100546, HD163296, et HD104237.

présente de nombreux signes de jeunesse, comme des raies d'émission dans son spectre, ou la proximité de son nuage d'origine, alors que HD109573 présente toutes les caractéristiques d'une étoile dite de transition. Or, les âges estimés pour ces deux étoiles par les modèles d'évolution stellaire, indiquent que HD100546 et HD109573 sont dans des phases d'évolution identiques.

## 4.5 Conclusions

Lorsque du gaz est observé en direction des étoiles de ce sous-échantillon, l'étude des spectres *FUSE* a permis de mettre en évidence plusieurs mécanismes d'excitation du H<sub>2</sub> qui impliquent des origines différentes pour le gaz :

- $\beta$ -Pictoris et HD109573 sont les deux étoiles pour lesquelles les angles d'inclinaison sont favorables à l'observation du gaz présent dans les disques. Or, pour ces deux étoiles aucune raie d'absorption de H<sub>2</sub> n'est présente dans le spectre. Ces observations impliquent que les disques de ces étoiles sont déficients en gaz moléculaire, ce qui est en accord avec leur statut évolutif.
- Dans certains cas, l'origine du gaz est interstellaire, c'est notamment le cas de HD141569A et AB Aur.
  - Dans le cas de HD141569A l'origine du gaz observé ne fait aucun doute ; les vitesses radiales correspondent au nuage sombre interstellaire L134N. L'étude du spectre *FUSE* montre que tout le gaz a eu le temps de s'effondrer dans le disque ou d'être

dissipé.

- Par contre, pour AB Aur deux interprétations sont possibles : (1) le gaz observé est du gaz interstellaire diffus présent le long de la ligne de visée ; (2) le gaz observé est situé dans le reste du nuage moléculaire dans lequel l'étoile s'est formée. Pour cette étoile, qui possède une chromosphère étendue, l'analyse des spectres *FUSE* n'a pas révélé la présence de  $H_2$  chaud et proche de l'étoile.

- Les spectres *FUSE* de HD36112, HD100453 et HD135344 ne présentent aucune trace de la présence d'hydrogène moléculaire. Cette non détection est en parfait accord avec les angles d'inclinaison élevés des disques par rapport à la ligne de visée. L'absence de  $H_2$  montre que si du gaz est présent dans les disques, il est couplé à la poussière.

- Les cas de HD100546, HD163296 et HD104237 sont particulièrement intéressants. En effet, pour ces trois étoiles uniquement, l'analyse des spectres *FUSE* a permis de mettre en évidence du gaz chaud proche de l'étoile et excité par collisions. Plusieurs hypothèses sont possibles quant à l'origine de ce gaz chaud. En effet, le gaz peut être découplé de la poussière dans le bord interne du disque et s'étendre sur des distances beaucoup plus importantes que ne l'est la poussière. Il se peut également que ce gaz chaud soit produit dans des régions de transitions entre une région chaude proche de l'étoile et le disque. La troisième hypothèse est que ce gaz chaud soit la conséquence de la photo-évaporation du disque, sous l'effet du rayonnement FUV de l'étoile centrale. A l'heure actuelle, les observations ne permettent pas de favoriser l'une ou l'autre de ces interprétations.

Ce sous-échantillon d'étoiles possédant des disques souffre de plusieurs biais. Ces étoiles ont été sélectionnées essentiellement du fait de la présence avérée d'un disque circumstellaire ainsi que pour certaines caractéristiques spectroscopiques communes, mais l'échantillon reste très hétérogène :

- Les étoiles ont des âges différents, donc des statuts évolutifs différents. Leurs environnements sont donc également à des stades d'évolution différents, ce qui empêche toute comparaison directe.
- Dans la plupart des cas, les disques sont très inclinés par rapport à la ligne de visée, ce qui empêche leur observation en absorption.

Cette hétérogénéité de l'échantillon a pour conséquence que l'on n'observe pas les mêmes régions de l'environnement circumstellaire des étoiles. Ceci implique qu'aucune comparaison n'est possible d'une étoile à l'autre, et qu'aucune séquence d'évolution sur l'échantillon global n'est trouvée à partir des observations du gaz circumstellaire. Toutefois, une corrélation claire a été mise en évidence entre l'âge des étoiles et la densité de colonne de  $H_2$  dans les cas de HD100546, HD163296 et HD104237. Ces trois étoiles présentent des caractéristiques spectroscopiques communes et leurs diagrammes d'excitation du  $H_2$  sont similaires. Ces résultats montrent que l'on observe probablement les mêmes régions des environnements de ces étoiles.

# Chapitre 5

## Les étoiles Be

### Sommaire

5.1	Résultats de l'analyse des spectres <i>FUSE</i> . . . . .	75
5.2	Modélisation des diagrammes d'excitation . . . . .	78
5.3	Modèles confrontés aux observations . . . . .	81
5.4	Modélisation des spectres . . . . .	85
5.5	Les espèces atomiques . . . . .	93
5.6	Séquence d'évolution . . . . .	95

### 5.1 Résultats de l'analyse des spectres *FUSE*

La Table 5.1 présente les densités de colonne de chaque niveau d'énergie du  $H_2$  observés dans les spectres *FUSE* des 6 étoiles Be de ce sous-échantillon. Pour toutes ces étoiles, la vitesse radiale du  $H_2$  favorise une origine circumstellaire. Dans le cas de HD259431, la vitesse radiale du gaz observé est proche de celle du nuage moléculaire dans lequel l'étoile est enfouie (Finkenzeller & Jankovics 1984). Les diagrammes d'excitation, présentés sur la Figure 5.1, montrent que, pour toutes ces étoiles, le  $H_2$  est thermalisé jusqu'à  $J = 3$  avec des températures de l'ordre de 100 K. Lorsque les niveaux d'énergie supérieurs à  $J = 4$  sont observés, leurs densités de colonne correspondent à des températures comprises entre  $\sim 500$  et  $\sim 1600$  K. Les conditions d'excitation du  $H_2$  autour de ces étoiles favorisent donc une interprétation en termes de multi-composantes en température.

L'excitation du  $H_2$  semble être similaire d'une étoile à l'autre, ce qui suggère une structure commune aux environnements circumstellaires de ces étoiles. Sachant que les valeurs des  $v \sin i$  sont très différentes d'une étoile à l'autre, les six étoiles sont vraisemblablement vues sous des angles d'inclinaison différents (angle de l'axe de rotation par rapport à la ligne de visée). La seule configuration qui permet d'observer une structure commune quel que soit l'angle d'inclinaison est une géométrie sphérique. Par conséquent, les conditions d'excitation du  $H_2$  suggèrent la présence d'une enveloppe sphérique autour des étoiles Be de l'échantillon.

A l'heure actuelle, les seuls modèles permettant d'expliquer l'excitation du  $H_2$  sont des modèles de régions de photodissociation (PDRs). Donc afin de mieux comprendre les conditions d'excitation du  $H_2$  et contraindre sa localisation par rapport à l'étoile, j'ai utilisé un modèle de PDR stationnaire.

TAB. 5.1 – Densités de colonne de chaque niveaux d'énergie du H<sub>2</sub> circumstellaire autour des étoiles de type spectral plus précoce que B9.

		HD176386	HD250550	HD85567	HD259431	HD38087	HD76534
T <sub>eff</sub> (K)		12000	12800	15200	15900	16500	20000
<i>v</i>	<i>J</i>	Log N(H <sub>2</sub> )	Log N(H <sub>2</sub> )	Log N(H <sub>2</sub> )	Log N(H <sub>2</sub> )	Log N(H <sub>2</sub> )	Log N(H <sub>2</sub> )
0	0	20.52 <sup>+0.14</sup> <sub>-0.26</sub>	18.67 <sup>+0.37</sup> <sub>-0.14</sub>	19.00 <sup>+0.19</sup> <sub>-0.14</sub>	20.40 <sup>+0.13</sup> <sub>-0.16</sub>	20.20 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.08</sub>	20.34 <sup>+0.131</sup> <sub>-0.171</sub>
0	1	20.40 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.30</sub>	19.11 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.41</sub>	19.04 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.19</sub>	20.25 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.20</sub>	20.05 <sup>+0.19</sup> <sub>-0.08</sub>	20.32 <sup>+0.181</sup> <sub>-0.154</sub>
0	2	19.18 <sup>+0.14</sup> <sub>-0.26</sub>	17.69 <sup>+0.14</sup> <sub>-0.39</sub>	17.45 <sup>+0.25</sup> <sub>-0.21</sub>	18.70 <sup>+0.14</sup> <sub>-0.22</sub>	18.30 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.30</sub>	18.82 <sup>+0.263</sup> <sub>-0.241</sub>
0	3	18.20 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.24</sub>	16.59 <sup>+0.35</sup> <sub>-0.31</sub>	16.42 <sup>+0.63</sup> <sub>-0.35</sub>	16.85 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.25</sub>	16.34 <sup>+0.34</sup> <sub>-0.18</sub>	17.30 <sup>+0.571</sup> <sub>-0.830</sub>
0	4	16.98 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.25</sub>	15.26 <sup>+0.34</sup> <sub>-0.47</sub>	14.50 <sup>+0.39</sup> <sub>-0.37</sub>	14.95 <sup>+0.31</sup> <sub>-0.16</sub>	14.88 <sup>+0.33</sup> <sub>-0.27</sub>	15.70 <sup>+0.278</sup> <sub>-0.186</sub>
0	5	16.70 <sup>+0.47</sup> <sub>-0.35</sub>	—	14.50 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.26</sub>	14.75 <sup>+0.13</sup> <sub>-0.17</sub>	14.50 <sup>+0.34</sup> <sub>-0.58</sub>	15.60 <sup>+0.494</sup> <sub>-0.281</sub>
0	6	15.63 <sup>+0.41</sup> <sub>-0.54</sub>	—	13.50 <sup>+0.54</sup> <sub>-0.19</sub>	14.74 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.24</sub>	14.25 <sup>+0.26</sup> <sub>-0.51</sub>	14.26 <sup>+0.124</sup> <sub>-0.260</sub>
0	7	15.26 <sup>+0.62</sup> <sub>-0.56</sub>	—	13.18 <sup>+0.42</sup> <sub>-0.35</sub>	14.15 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.35</sub>	14.27 <sup>+0.31</sup> <sub>-0.25</sub>	13.99 <sup>+0.236</sup> <sub>-0.359</sub>
0	8	13.28 <sup>+0.66</sup> <sub>-0.53</sub>	—	12.92 <sup>+0.24</sup> <sub>-0.38</sub>	13.53 <sup>+0.23</sup> <sub>-1.42</sub>	—	12.60 <sup>+0.721</sup> <sub>-0.451</sub>
0	9	13.53 <sup>+0.24</sup> <sub>-0.51</sub>	—	13.08 <sup>+0.45</sup> <sub>-0.26</sub>	13.80 <sup>+0.29</sup> <sub>-0.52</sub>	—	—
0	10	—	—	13.02 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.33</sub>	—	—	—
1	0	14.44 <sup>+0.53</sup> <sub>-0.58</sub>	—	14.28 <sup>+0.30</sup> <sub>-0.82</sub>	13.45 <sup>+0.12</sup> <sub>-0.17</sub>	—	13.30 <sup>+0.239</sup> <sub>-0.380</sub>
1	1	15.09 <sup>+0.39</sup> <sub>-0.59</sub>	—	14.34 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.28</sub>	14.07 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.23</sub>	—	13.68 <sup>+0.190</sup> <sub>-0.223</sub>
1	2	14.05 <sup>+0.66</sup> <sub>-0.28</sub>	—	—	14.02 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.19</sub>	—	13.57 <sup>+0.191</sup> <sub>-0.295</sub>
1	3	14.74 <sup>+0.27</sup> <sub>-0.51</sub>	—	—	14.23 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.16</sub>	—	13.65 <sup>+0.197</sup> <sub>-0.386</sub>
1	4	14.52 <sup>+0.60</sup> <sub>-0.43</sub>	—	—	14.09 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.21</sub>	—	13.00 <sup>+0.253</sup> <sub>-0.520</sub>
1	5	13.70 <sup>+0.34</sup> <sub>-0.56</sub>	—	—	13.96 <sup>+0.01</sup> <sub>-0.17</sub>	—	—



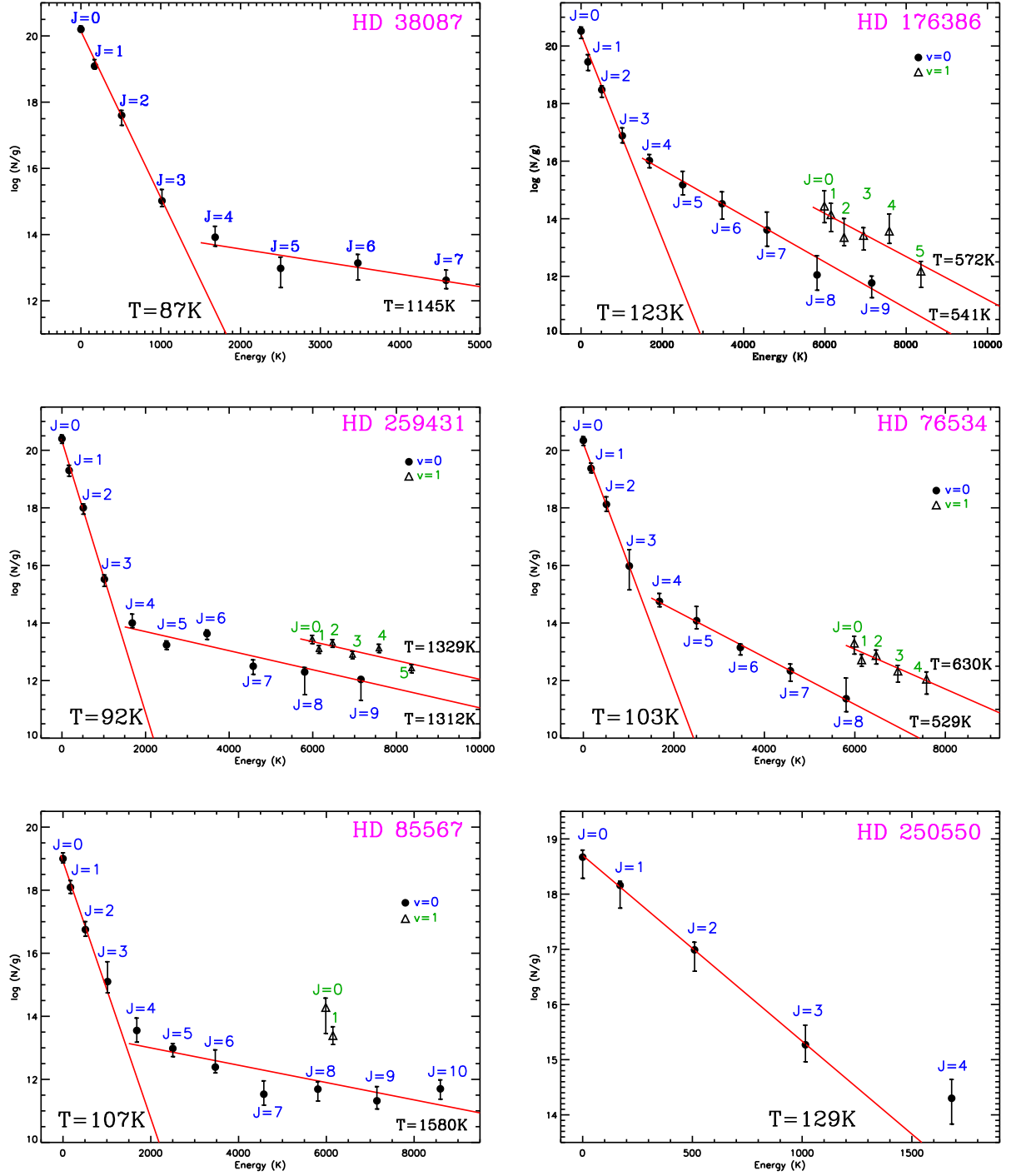


FIG. 5.1 – Diagrammes d'excitation du H<sub>2</sub> pour les étoiles Be de l'échantillon. Pour chaque étoile le H<sub>2</sub> est thermalisé jusqu'à  $J = 3$  avec une température cinétique de l'ordre de 100 K. Lorsque les niveaux d'énergie supérieurs à  $J = 4$  sont observés, leurs densités de colonne correspondent à des températures comprises entre  $\sim 500$  et  $\sim 1600$  K.

## 5.2 Modélisation des diagrammes d'excitation

### 5.2.1 Description du modèle de PDR

J'ai utilisé le modèle de PDR J. Le Bourlot et al. dont je vais faire ici une brève description (pour plus de détails voir Le Petit 2002). Ce programme est en accès libre et peut être trouvé à l'adresse suivante : <http://aristote.obspm.fr/MIS/>.

Ce code permet de modéliser une couche de gaz et de poussière en plans parallèles de densité uniforme, supposés à l'état stationnaire. Une grille à pas variable permet d'échantillonner le nuage en fonction de la profondeur optique  $\tau$ , de manière à suivre précisément l'évolution des différentes quantités physiques.

En chaque point, le code résout :

- le transfert de rayonnement, qui est résolu en tenant compte d'une part de l'absorption du champ de rayonnement par les poussières dans le continu, et d'autre part, dans les raies des espèces suffisamment abondantes et absorbant dans l'UV, à savoir H, D, H<sub>2</sub>, HD et CO.
- la chimie :  $\sim 100$  à  $200$  espèces chimiques,  $\sim 1000$  à  $4000$  réactions, laissées au choix de l'utilisateur.
- l'excitation des espèces : le programme calcule les populations des niveaux d'énergie de plusieurs espèces (hors équilibre thermodynamique local), ce qui permet de déterminer leurs émissivités et les taux de refroidissement associés. Trois processus d'excitation sont intégrés dans le code : (i) l'excitation et la désexcitation par transitions radiatives tenant compte du pompage par le fond de rayonnement cosmologique et, pour H<sub>2</sub> et HD, du pompage UV ; (ii) l'excitation et la désexcitation collisionnelles ; (iii) l'excitation au cours de la formation chimique.
- le bilan thermique : qui fait intervenir de nombreux processus dont certains sont particulièrement complexes. Le code prend en compte des effets de chauffage et refroidissement, en supposant que le taux de chauffage est égal au taux de refroidissement. Pour ne citer que quelques exemples, le code tient compte de l'effet photoélectrique sur les grains et sur les PAHs, de la formation de H<sub>2</sub> sur les grains, de l'ionisation par les cosmiques, etc... De plus amples informations sur ces processus sont données dans l'article de Black (1987).

Il convient de souligner un point particulièrement important, à savoir que le code tient compte de l'auto-écrantage du H<sub>2</sub> (*self-shielding*, voir paragraphe 1.4.2, chapitre 1).

Les paramètres d'entrée du programme sont :

- La valeur de l'extinction visuelle totale du nuage
- La densité du nuage
- Intensité du champ de rayonnement à gauche
- Intensité du champ de rayonnement à droite
- Le type spectral de l'étoile éclairant le nuage
- La distance de l'étoile au nuage
- La vitesse turbulente (élargissement Doppler)
- La température initiale du nuage
- Le nombre de niveaux de H<sub>2</sub> pris en compte

- Le rapport  $R = A_V / E(B-V)$
- Le rapport gaz sur poussière (en  $\text{cm}^{-2}$ )
- Le rayon minimum des grains
- Le rayon maximum des grains

Le programme tient compte d'un certain nombre d'autres paramètres d'entrée qui sont généralement fixés par défaut à des valeurs estimées pour le milieu interstellaire, par manque de contraintes observationnelles, comme :

- Le fichier de chimie qui contient les abondances, la liste des atomes et molécules ainsi que les réactions chimiques prises en compte dans le modèle.
- Le flux de rayons cosmiques
- L'albedo des poussières
- La masse volumique des grains
- La pente de la distribution de grains

A chaque itération, en chaque point du nuage, les paramètres physiques calculés sont les suivants :

- Les abondances relatives des espèces
- Les populations des niveaux de structure fine de diverses espèces atomiques comme C,  $\text{C}^+$ , O et  $\text{Si}^+$ , des niveaux rotationnels de HD, CO, CS et  $\text{HCO}^+$ , et des niveaux rovibrationnels des états électroniques X, B et C de  $\text{H}_2$ .
- Les taux de chauffage et de refroidissement
- Les températures du gaz et des grains
- Les probabilités de photodissociation des espèces
- Les taux de formation et de destruction de  $\text{H}_2$ , HD, et de CO.

A partir des abondances des espèces et des populations des niveaux, les densités de colonne et les émissivités peuvent être calculées, et sont directement confrontables aux observations qu'elles soient en absorption ou en émission.

### 5.2.2 Modélisation des diagrammes d'excitation

J'ai donc modélisé, à l'aide du code de PDR, les diagrammes d'excitation du  $\text{H}_2$  pour les étoiles Be de l'échantillon. La Table 5.2 présente les paramètres d'entrée principaux utilisés dans le modèle pour chaque étoile. Outre la température effective de l'étoile et l'extinction qui sont connues, il faut supposer une densité totale de gaz et une distance entre le gaz et l'étoile. N'ayant que peu d'information sur la taille des grains présents dans l'environnement des étoiles de ce sous-échantillon, j'ai utilisé dans le modèle une taille de grains de poussière comprise entre  $3.5 \times 10^{-7}$  et  $3 \times 10^{-5} \text{ m}$ , ce qui couvre la majorité des grains présents dans les nuages interstellaires. Cependant, j'ai dû, dans certains cas, éliminer les plus petits grains pour expliquer les densités de colonne de  $\text{H}_2$  observées. En effet, en utilisant des grains de taille supérieure au micron, le chauffage devient moins efficace puisqu'on limite l'effet photo-électrique, et le taux de formation de  $\text{H}_2$  est plus faible (Habart et al. 2004a).

Les résultats de cette modélisation sont présentés sur la Figure 5.2. La forme générale des diagrammes d'excitation est assez bien reproduite par les modèles, cependant, l'ex-

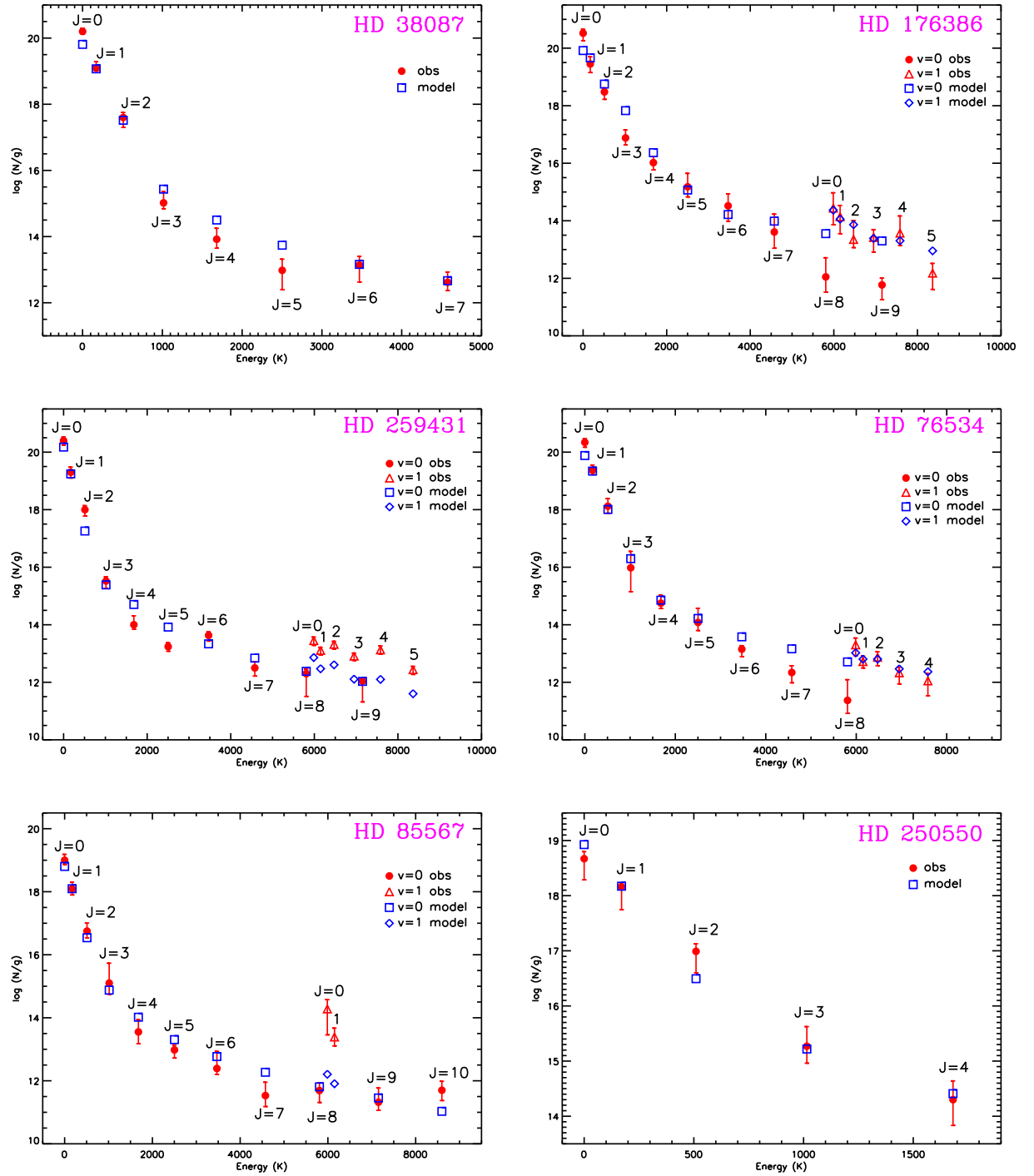


FIG. 5.2 – Résultats du modèle de PDRs superposés aux diagrammes d'excitation observés.

TAB. 5.2 – Paramètres utilisés dans modèle de PDRs pour chacune des étoiles Be.

Étoile	Distance gaz/étoile (pc)	Densité volumique totale de gaz ( $\text{cm}^{-3}$ )	Rayon mini des grains de poussière (m)	Rayon maxi des grains de poussière (m)
HD176386	0.004	$1 \times 10^6$	3.50e-07	3.00e-05
HD250550	0.03	$2 \times 10^3$	1.00e-06	3.00e-05
HD85567	0.08	$7 \times 10^2$	3.50e-07	3.00e-05
HD259431	0.012	$3 \times 10^3$	1.00e-06	3.00e-05
HD38087	0.15	$1 \times 10^3$	1.00e-06	3.00e-05
HD76534	0.15	$3 \times 10^3$	3.50e-07	3.00e-05

citation des niveaux d'énergie les plus élevés ne peut pas être expliquée par un modèle stationnaire. En effet, les niveaux les plus excités sont des traceurs du gaz chaud très dense et très proche de l'étoile. Si le milieu est très dense, la probabilité de rencontre entre trois atomes d'hydrogène n'est plus négligeable (Le Petit 2002). Dans de telles conditions, le processus de formation du  $\text{H}_2$  n'est plus dominé par la formation sur les grains. L'insertion des réactions à trois corps dans le code pourrait permettre d'expliquer ces observations. Par ailleurs, à petite distance des étoiles, le champ de rayonnement est très intense, ce qui peut faire intervenir des mécanismes dépendant du temps tels que des chocs, dont on pense qu'ils pourraient modifier les processus de formation/excitation de  $\text{H}_2$  (e.g. Draine & McKee 1993; Chieze et al. 1998). Or ces mécanismes dépendant du temps ne sont pas pris en compte dans le modèle qui suppose un état stationnaire. Par conséquent, la prise en compte de tels processus physiques dans le code pourrait permettre d'expliquer les densités de colonne relativement élevées de ces niveaux ainsi que leur excitation. L'explication de ce phénomène fait partie des perspectives de ce travail de thèse.

### 5.3 Modèles confrontés aux observations

Le nombre de paramètres d'entrée du code est relativement important, et les observations ne permettent pas de tous les contraindre. Aussi, il est parfois nécessaire d'utiliser des valeurs connues pour le milieu interstellaire, comme la taille des grains de poussière, qui ne sont pas nécessairement adaptées au milieu circumstellaire des étoiles Be de l'échantillon. Par conséquent, il est possible de reproduire correctement un diagramme d'excitation avec différents jeux de paramètres d'entrée.

Pour réduire le nombre de degrés de liberté, et donc les incertitudes, j'ai utilisé les observations de ces étoiles dans diverses longueurs d'onde afin de contraindre le maximum de paramètres d'entrée du programme, comme la distance étoile-gaz, la taille des enveloppes, leur densité, la quantité de HI, le rapport gaz-sur-poussière ou encore la fraction moléculaire.

### 5.3.1 Taille des enveloppes

Pour déterminer la distance du gaz à l'étoile, j'ai utilisé les images dans le proche infrarouge et dans le visible issues des sondages *MSX* (the *Midcourse Space Experiment*) et *DSS2* (*Digitized Sky Survey*), respectivement. Les poussières contenues dans les PDRs sont chauffées, ionisées et excitées par le champ de rayonnement UV stellaire, et réémettent dans l'infrarouge. En particulier, les PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon) rayonnent dans les bandes à 6.2, 7.7 et 8.6  $\mu m$  transmises dans la bande A de *MSX* (centrée à 8.28  $\mu m$ ). De plus, l'extinction due aux poussières contenues dans les nuages moléculaires peut être détectée sur les images *DSS2*. En supposant que le gaz et la poussière sont couplés, la mesure des tailles des régions contenant les poussières permet de déterminer la taille des régions gazeuses.

Une étoile de type B devrait ioniser une partie de l'hydrogène environnant et créer une région d'hydrogène ionisé (région HII) relativement sphérique autour d'elle (Strömgen 1939). Les données dans le domaine des ondes radio (sondage *NVSS*), quand elles existent, ne montrent aucune émission due à une région HII autour de nos étoiles Be. Le milieu environnant ces étoiles n'est probablement pas assez dense pour être observé. Mais cette non détection peut-être simplement due au fait que ces étoiles sont très éloignées du Soleil, et donc le flux émis par la région HII est trop faible pour être détecté. En supposant que cette région HII existe, il est généralement admis que les poussières chaudes se situent à la limite du front d'ionisation (e.g. Elmegreen & Lada 1977; Hollenbach & Tielens 1997), c'est-à-dire que les PAHs chaudes entourent la région d'hydrogène ionisé. En effet, à l'intérieur de la région HII, le champ de rayonnement stellaire étant très intense, les PAHs sont évaporées. De ce fait, en supposant que le gaz moléculaire se trouve également "derrière" le front d'ionisation, la taille de la région d'émission des PAHs donne une indication sur la distance entre le gaz moléculaire et l'étoile.

Seules trois de nos étoiles ont été observées par *MSX*. L'une d'elles, HD76534, n'est pas détectée, ce qui laisse supposer une déplétion en PAHs et en petits grains chauds proches de l'étoile. Ceci est en accord avec la SED de cette étoile qui présente un très faible excès dans l'infrarouge proche. Les deux autres étoiles observées, HD250550 et HD259431, sont bien détectées dans la bande A, preuve de la présence de poussières chaudes proches des étoiles. Cependant, HD250550 n'est pas résolue. Par contre, HD259431 est résolue mais la distance de cette étoile au Soleil n'est pas clairement déterminée. J'ai donc calculé la taille de la région émettrice pour les valeurs minimale et maximale que l'on trouve dans la littérature pour la distance de cette étoile.

Sur les images du *DSS2* dans le domaine visible, dans tous les cas à l'exception de HD85567, on voit clairement une région d'extinction autour des étoiles. Ces régions d'extinction correspondent probablement au reste du nuage dans lequel les étoiles se sont formées. J'ai donc estimé la taille des enveloppes en supposant que ces régions d'extinction représentent le bord externe de l'enveloppe circumstellaire autour de nos étoiles. Pour les estimations du volume (voir Table 5.3), j'ai supposé une enveloppe sphérique autour des étoiles. Dans le cas de HD259431, j'ai considéré que la région de poussières chaudes détectée par *MSX* représente le bord interne de l'enveloppe.

Les régions entourant ces étoiles étant des régions d'extinction modérées, les isocontours définis à partir des images *DSS2* ne sont pas précis, donc les estimations donnent plutôt une limite supérieure du volume des enveloppes.

TAB. 5.3 – Estimations des dimensions des enveloppes circumstellaires et de la masse du gaz présent autour des étoiles Be de l'échantillon.

Étoiles	Rayon de la région des PAHs à $8\mu m$ images <i>MSX</i> (pc)	Rayon de la région d'extinction images <i>DSS2 R</i> (pc)	Volume de l'enveloppe ( $\text{cm}^3$ )
HD176386	– <sup>(a)</sup>	$2.05 \times 10^{-1} - 3.05 \times 10^{-1}$	$\leq 3.49\text{e}+54$
HD250550	– <sup>(b)</sup>	$\geq 1.15 \times 10^{-1}$	$\geq 1.87\text{e}+53$
HD85567	– <sup>(a)</sup>	– <sup>(b)</sup>	—
HD259431	$8.5 \times 10^{-3} - 2 \times 10^{-2}$	$1 \times 10^{-1} - 2.5 \times 10^{-1}$	$1.23\text{e}+53 - 1.92\text{e}+54$
HD38087	– <sup>(a)</sup>	$\sim 2.75 \times 10^{-1}$	$\leq 2.56\text{e}+54$
HD76534	– <sup>(c)</sup>	$\geq 4.15 \times 10^{-2}$	$\geq 7.88\text{e}+51$

<sup>(a)</sup> étoile non observée; <sup>(b)</sup> non résolue; <sup>(c)</sup> non détectée.

La comparaison des dimensions de ces régions observées et des distances gaz/étoile utilisées dans le modèle de PDR, m'a permis de montrer qu'un modèle de PDR classique pouvait très bien expliquer la partie la plus externe de l'enveloppe où se situe le gaz froid, soit plus de 90% du gaz observé.

### 5.3.2 Densité du milieu

Pour la plupart de ces étoiles, les spectres *IUE* SWP (1150 - 1975 Å) à haute résolution étaient disponibles. J'ai donc modélisé, en utilisant OWENS, la raie Ly $\alpha$  de l'hydrogène atomique de la même manière que j'ai modélisé les raies d'absorption sur les spectres *FUSE*. J'en ai déduit la densité de colonne de HI (voir Table 5.4).

Dans les cas de HD176386 et HD85567, la densité de colonne de HI n'a pas pu être mesurée. En effet, HD85567 n'a pas été observée aux courtes longueurs d'onde (SWP) de *IUE*. Dans le cas de HD176386, un problème de calibration du spectre fait apparaître le flux comme négatif ou nul jusqu'à environ 1300Å.

A partir des dimensions des enveloppes, en utilisant les densités de colonne de H<sub>2</sub> et de HI, j'ai estimé les densités volumiques en supposant un milieu homogène à densité constante, ce qui m'a permis d'estimer la masse de gaz circumstellaire présent autour des étoiles (voir Table 5.4).

### 5.3.3 Rapport gaz-sur-poussière

A partir des densités de colonne de HI, j'ai également calculé le rapport gaz-sur-poussière autour de ces étoiles Be, donné par la relation suivante :

$$\frac{N(H_{tot})}{E(B - V)}, \quad \text{avec } N(H_{tot}) = N(H I) + 2N(H_2).$$

TAB. 5.4 – Estimations des densités et des masses des enveloppes autour des étoiles Be.

Étoile	Densité de H <sub>2</sub> (cm <sup>-3</sup> )	Masse de H <sub>2</sub> (M <sub>☉</sub> )	N(H I) (cm <sup>-2</sup> )	Densité de H (H I + H <sub>2</sub> ) (cm <sup>-3</sup> )	Masse de H (H I + H <sub>2</sub> ) (M <sub>☉</sub> )
HD176386	≥670.56	≤3.88	flux<0	–	–
HD250550	≤54.82	≥0.017	9.00×10 <sup>20</sup> <sup>(1)</sup>	≤995.1	≥0.15
HD85567	–	–	–	–	–
HD259431	1546.1 - 614.08	0.32 - 1.96	1.60×10 <sup>21</sup> <sup>(1)</sup>	8765.96 - 3481.69	0.89 - 5.55
HD38087	≥317.22	≤1.35	1.91×10 <sup>21</sup>	≥2886.79	≤6.13
HD76534	≤3544.72	≥0.046	2.40×10 <sup>21</sup>	≤26601.63	≥0.17

(1) Estimation des densités de colonne de H I à partir des spectres *IUE* + modèle (Bouret et al. 2003).

Ces rapports gaz-sur-poussière sont donnés dans la Table 5.5. J’ai comparé ces résultats au rapport gaz-sur-poussière interstellaire moyen estimé pour des nuages standards situés dans les 2 kpc environnant le Soleil (Bohlin et al. 1978) :

$$\frac{N(H_{tot})}{E(B - V)} = 5.8 \times 10^{21} \text{ atomes cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$$

HD250550 est la seule étoile pour laquelle on trouve un rapport gaz-sur-poussière tout à fait typique des valeurs du milieu interstellaire. Pour les autres étoiles, on trouve des valeurs nettement supérieures (Bohlin 1975; Bohlin et al. 1978). Pour ces étoiles, les données *FUSE* et *IUE* sont de qualité suffisante pour affirmer que les valeurs des densités de colonne de H<sub>2</sub> et H I sont correctes. Donc ces différences avec le milieu interstellaire sont réelles et peuvent être la conséquence de la présence de grains de poussière plus gros que la moyenne interstellaire (Bohlin et al. 1978). La présence de gros grains est en accord avec les observations de certaines de ces étoiles, qui montrent un faible excès de flux dans le proche infrarouge alors qu’elles ont un fort excès de flux dans l’infrarouge lointain où émettent les gros grains. Cela indique que l’environnement de ces étoiles est évolué, dans le sens où le processus de croissance en taille (coagulation) des grains de poussière a commencé.

Puisque dans la plupart des cas, les rapports gaz-sur-poussière (en nombre) calculés à partir du rapport de la densité de colonne totale d’hydrogène et du rougissement sont différents de ceux mesurés dans le milieu interstellaire, on peut s’attendre à ce que les rapports gaz-sur-poussière en masse soient également différents de la valeur admise dans milieu interstellaire, soit gaz/poussière=100. Des observations dans le domaine sub-millimétrique seraient nécessaires pour déterminer la masse de poussières circumstellaires. En effet, la masse de poussières se calcule à partir du flux du continuum mesuré vers 800μm, qui est le domaine de longueurs d’onde où les poussières sont supposées être froides et optiquement minces.



TAB. 5.5 – Rapports gaz-sur-poussière observés et fractions moléculaires ( $f$ ) observées et résultant du modèle de PDRs.

Étoile	gaz / poussière observé (at $\text{cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ )	$f$ obs	$f$ modèle PDR
HD176386	—	—	0.96
HD250550	$4.26 \times 10^{21}$	0.04	0.04
HD85567	—	—	0.06
HD259431	$9.51 \times 10^{21}$	0.35	0.4
HD38087	$8.44 \times 10^{21}$	0.22	0.23
HD76534	$10.2 \times 10^{21}$	0.27	0.30

### 5.3.4 Fraction moléculaire

J’ai également estimé la fraction moléculaire, c’est-à-dire la fraction d’atomes d’hydrogène présents sous forme de  $\text{H}_2$ , qui est définie de la manière suivante :

$$f(\text{H}_2) = \frac{2N(\text{H}_2)}{2N(\text{H}_2) + N(\text{H I})}$$

Les fractions moléculaires déduites des observations sont présentées dans la Table 5.5. Comme pour le rapport gaz-sur-poussière, les valeurs des fractions moléculaires sont supérieures à celles généralement observées pour le milieu interstellaire (Bohlin et al. 1978), à l’exception de la fraction moléculaire calculée pour HD250550 qui est typiquement interstellaire.

Les fractions moléculaires résultant de la modélisation des diagrammes d’excitation sont également présentées dans la Table 5.5. Les valeurs observées et modélisées sont en bon accord. Cependant, sachant que pour HD176386 et HD85567 je n’ai pas pu calculer les fractions moléculaires observées, il était difficile de savoir si le modèle produisait un résultat cohérent. En effet, le programme peut reproduire correctement un même diagramme d’excitation pour différents jeux de paramètres.

## 5.4 Modélisation des spectres

Pour chaque longueur d’onde, le code de PDR calcule l’atténuation du rayonnement lors de la traversée du nuage. En utilisant cette atténuation combinée aux spectres photosphériques synthétiques de nos étoiles calculés à partir des modèles de Kurucz (voir paragraphe A.3.2 et Bouret et al. 2003), on peut reproduire les spectres *FUSE* observés. Cette modélisation ne tient compte que des premiers niveaux rotationnels de  $\text{H}_2$  qui produisent les raies d’absorption les plus importantes (voir Figures 5.3 à 5.8). Pour les étoiles dont les paramètres comme la fraction moléculaire, la distance gaz-étoile, (etc...) sont connus à partir des observations, cette modélisation a servi de vérification de la robustesse de mes résultats.

La modélisation du spectre de HD85567 m’a permis d’ajuster les paramètres d’entrée du modèle pour avoir un bon accord entre spectre observé et spectre modélisé, en particu-

lier en ce qui concerne les raies d'absorption de  $H_2$  et les ailes des raies  $Ly\beta$  et  $Ly\gamma$ . Cela m'a donc permis de déduire une valeur pour la fraction moléculaire dans l'environnement circumstellaire de HD85567 de  $0.06 \pm 0.01$ . Ce résultat implique que la densité de colonne de H I en direction de HD85567 doit être  $6.71 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , ce qui donne un rapport gaz-sur-poussière de  $3.10 \times 10^{21} \text{ atomes cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ . Les valeurs du rapport gaz-sur-poussière et de la fraction moléculaire sont proches de celles généralement admises pour le milieu interstellaire. Pour HD176386, la modélisation du spectre correspond à une fraction moléculaire de 0.96 ce qui est beaucoup plus grand que les valeurs généralement observées dans le milieu interstellaire. Cela m'a permis de déduire la densité de colonne de H I de  $5.25 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ . Le rapport gaz-sur-poussière correspondant est de  $6.91 \times 10^{21} \text{ atomes cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ .

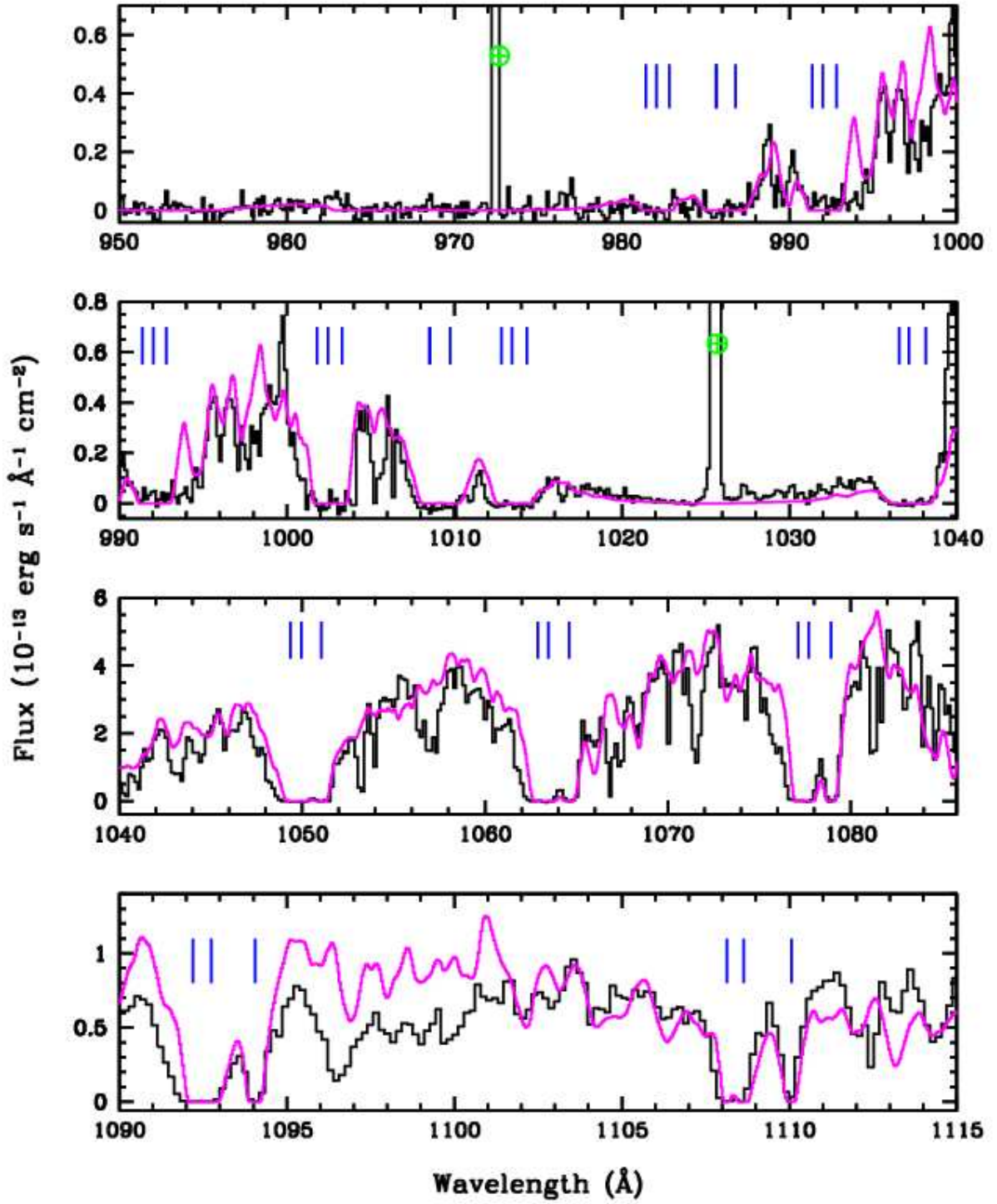


FIG. 5.3 – Comparaison entre le spectre *FUSE* de HD176386 (noir) et le modèle (magenta). Ne sont présentées sur cette figure que les parties du spectre contenant les principales raies d'absorption des niveaux  $J = 0$  et  $J = 1$  du  $\text{H}_2$  qui sont indiquées par des traits bleus. Le symbole  $\oplus$  indique les raies d'airglow.

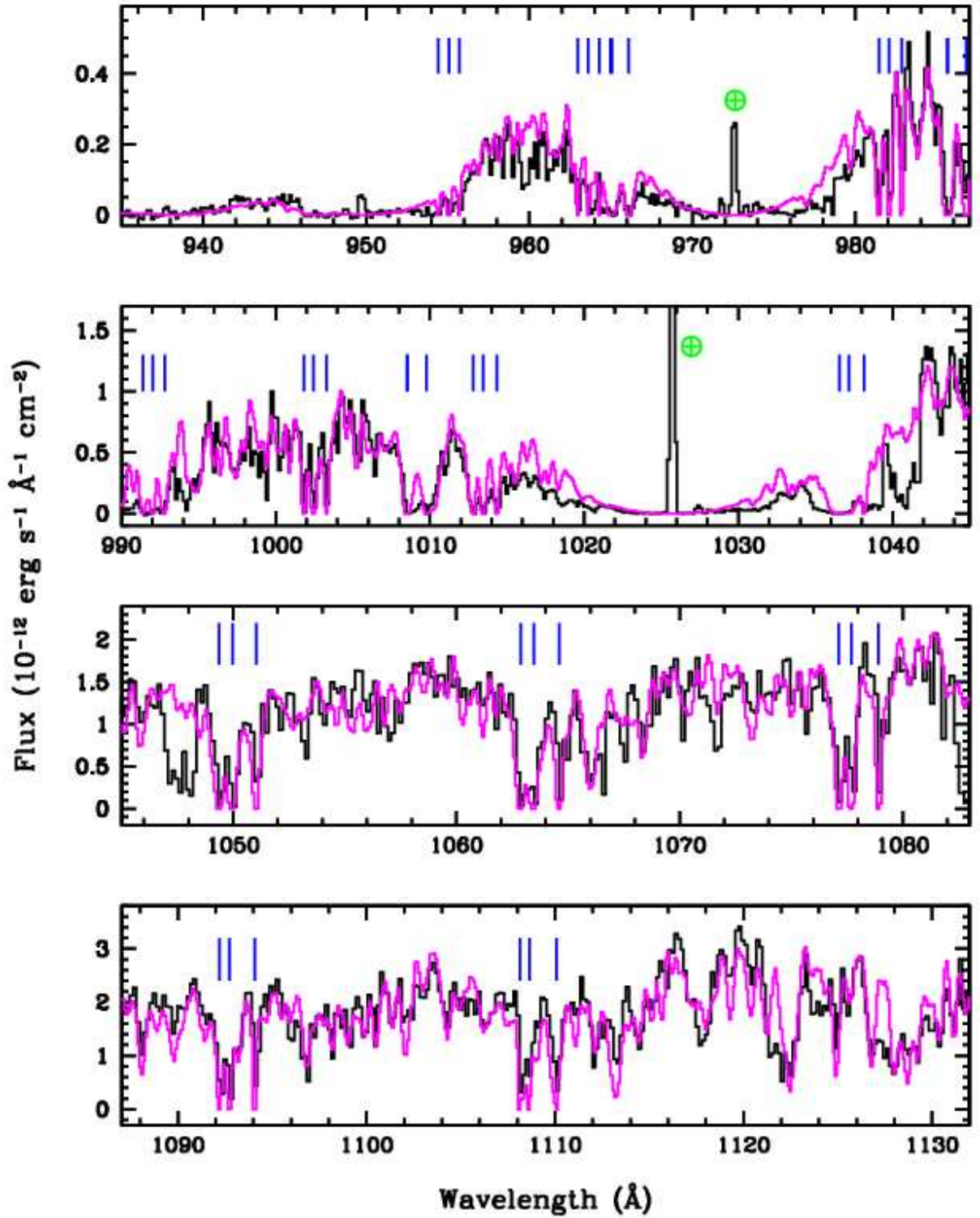


FIG. 5.4 – Comparaison entre le spectre *FUSE* de HD85567 (noir) et le modèle (magenta). Légende : voir Fig 5.3.

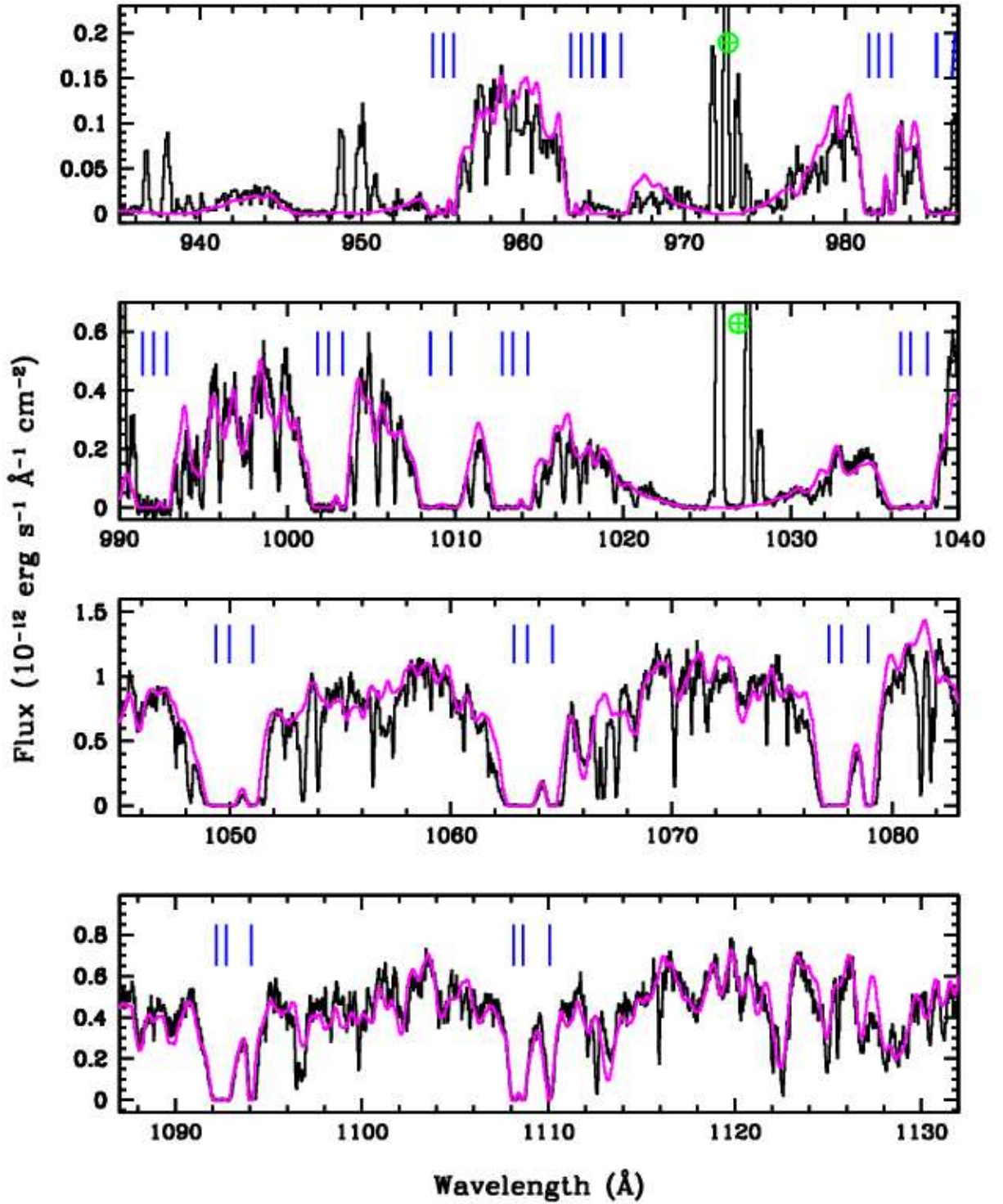


FIG. 5.5 – Comparaison entre le spectre *FUSE* de HD259431 (noir) et le modèle (magenta). Légende : voir Fig 5.3. On remarquera que le flux stellaire dans dernier segment est beaucoup plus faible que dans le autres segments alors que dans ce domaine de longueurs d'onde, il devrait être plus élevé. Ceci est probablement dû à un déplacement de l'étoile dans la fente du spectrographe.



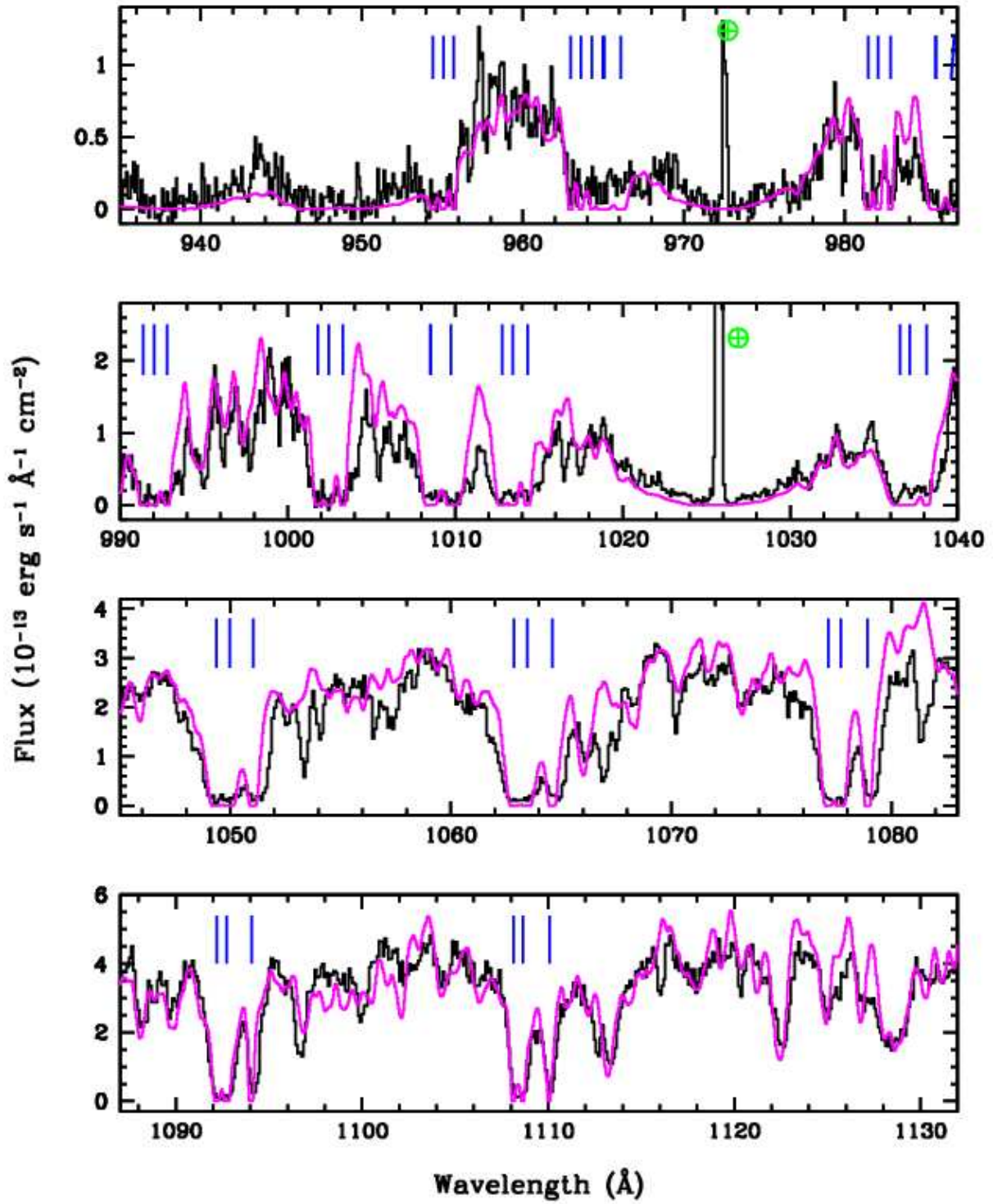


FIG. 5.6 – Comparaison entre le spectre *FUSE* de HD38087 (noir) et le modèle (magenta). Légende : voir Fig 5.3.

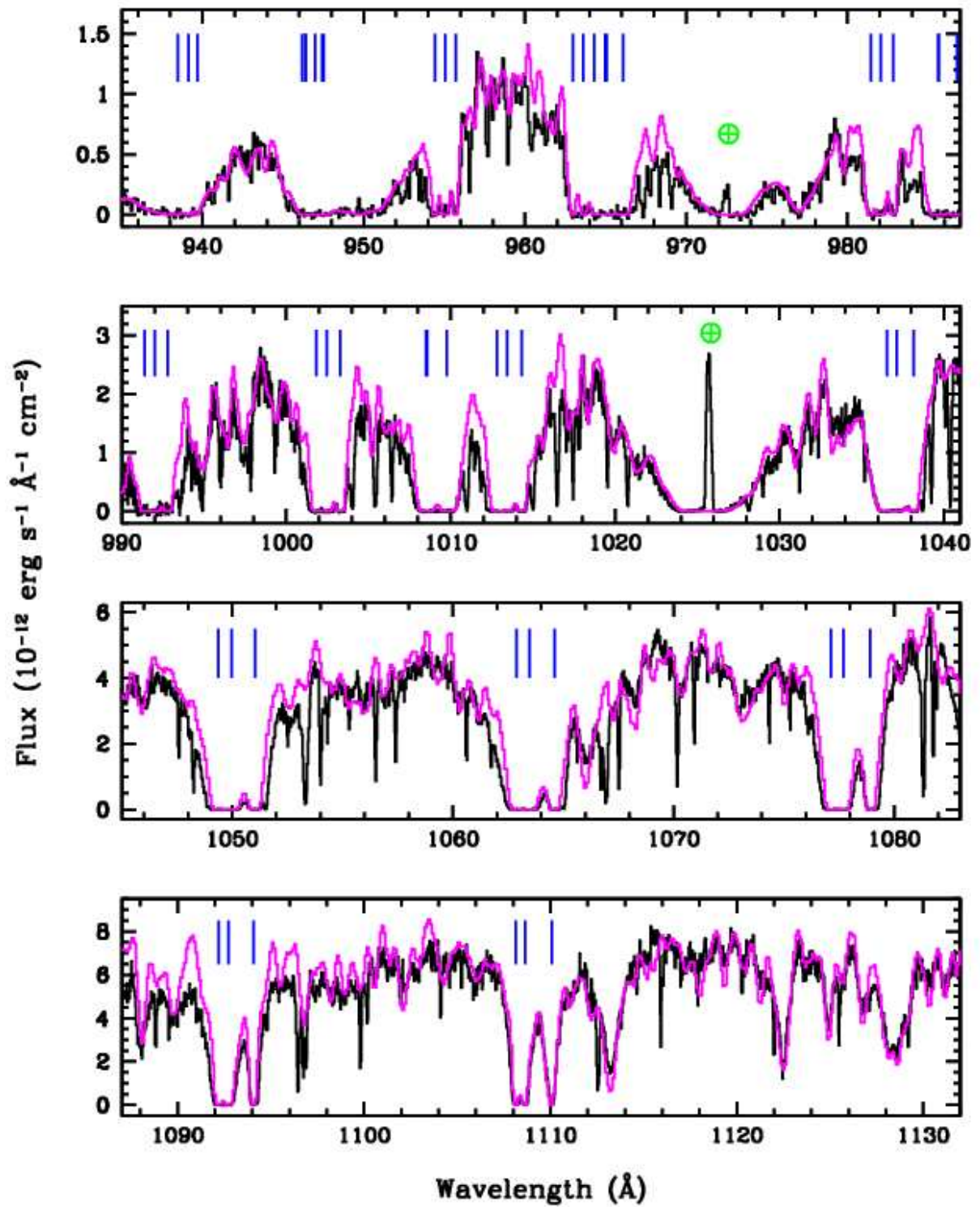


FIG. 5.7 – Comparaison entre le spectre *FUSE* de HD76534 (noir) et le modèle (magenta). Légende : voir Fig 5.3.

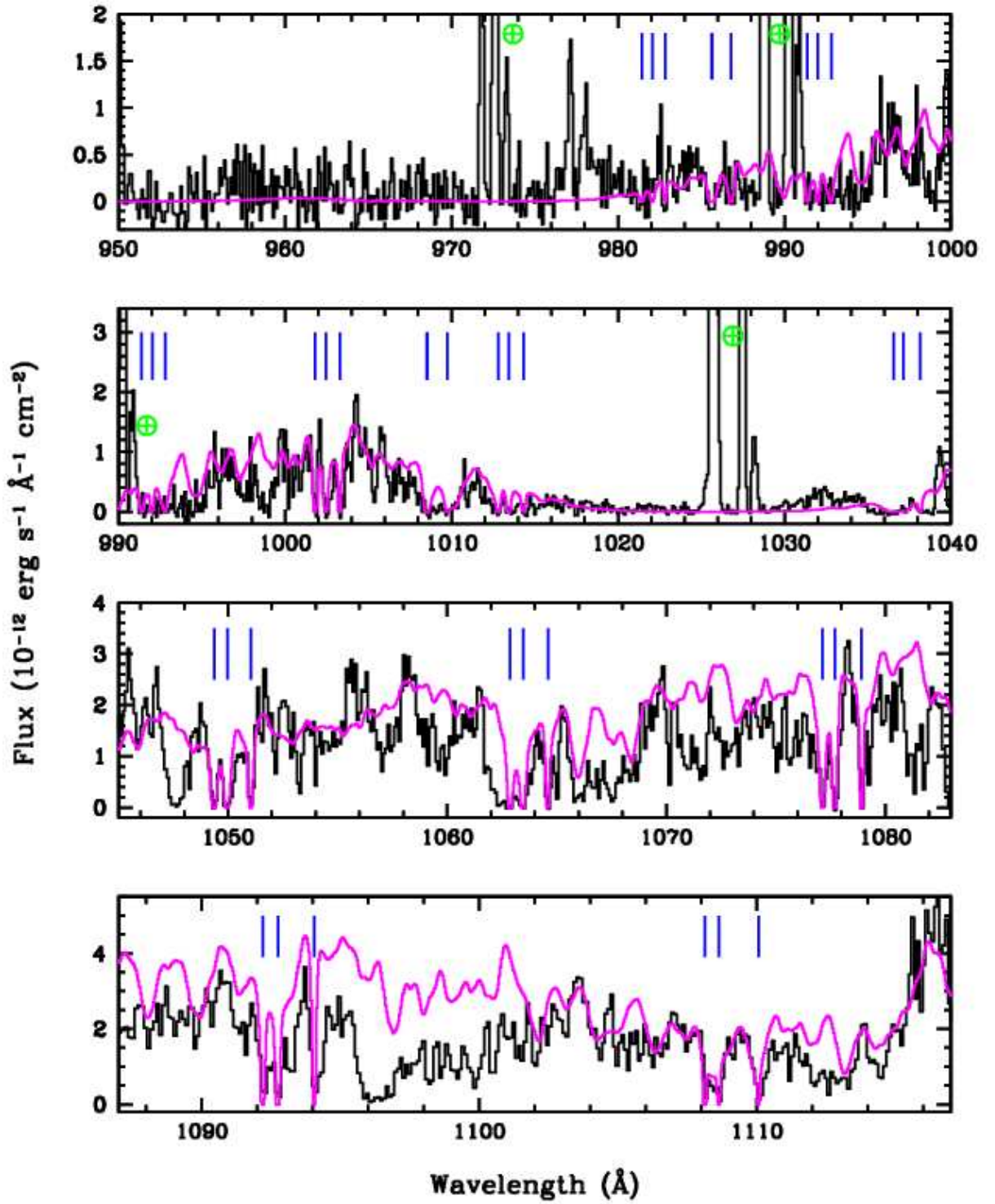


FIG. 5.8 – Comparaison entre le spectre *FUSE* de HD250550 (noir) et le modèle (magenta). Légende : voir Fig 5.3. Ici l'ajustement du modèle aux observations est de qualité moyenne du fait des nombreuses raies d'absorption dues au vent stellaire (pour plus de détails voir Bouret et al. 2003).



## 5.5 Les espèces atomiques

Les résultats que j'ai obtenus concernant l'hydrogène moléculaire dans l'environnement circumstellaire des étoiles Be, diffèrent de ce que l'on observe généralement dans le milieu interstellaire. Il m'a semblé intéressant de voir si on observait le même comportement de la part des espèces atomiques.

Un premier élément de réponse est qu'on observe de nombreuses raies issues de niveaux élevés de structure fine et de niveaux excités, ce qui est relativement rare dans le milieu interstellaire, car la production de telles raies nécessite la présence de régions chaudes.

J'ai calculé les facteurs de déplétion de chaque élément chimique. Pour cela, j'ai calculé les rapports d'abondance entre les différentes espèces qui sont listées dans la Table 3.4 au chapitre 3, et l'hydrogène neutre autour des étoiles Be ; les densités de colonne de HI étant données dans la Table 5.4, paragraphe 5.3.2. Les rapports d'abondance autour de ces étoiles ainsi que les rapports d'abondance solaires sont présentés dans la Table 5.6. Dans le cas de HD176386, n'ayant pas de densité de colonne de HI, je n'ai évidemment pas pu calculer les rapports d'abondance.

TAB. 5.6 – Rapports d'abondance entre les différentes espèces atomiques et l'hydrogène neutre. Les densités de colonne des espèces atomiques peuvent être trouvées dans la Table 3.4 au chapitre 3, et celles de HI dans la Table 5.4, paragraphe 5.3.2. Abondances solaires d'après Grevesse & Sauval (1998) et Welty et al. (1999).

Log(X/H)	Solaire	HD176386	HD250550	HD85567	HD259431	HD38087	HD76534
Ar	-5.60	–	-5.35	–	–	–	–
Cl	-6.50	–	-5.48	–	–	–	–
Fe	-4.50	–	-3.46	-4.49	-5.66	-5.68	-6.67
Mn	-6.61	–	-5.76	-6.25	-6.52	–	–
N	-4.08	-4.96	-5.13	–	–	–	–
P	-6.55	-6.25	-6.64	-6.66	-4.95	–	–

Les facteurs de déplétion sont donnés par la relation suivante :

$$\delta X = \text{Log}(X/H) - \text{Log}(X/H)_{\odot}$$

J'ai donc comparé les facteurs de déplétions calculés dans l'environnement de ces étoiles à ceux obtenus par Welty et al. (1999) pour des nuages interstellaires froids et tièdes au voisinage solaire. Ces résultats, qui sont présentés dans la Table 5.7 et sur la Figure 5.9, montrent bien que, comme pour l'hydrogène moléculaire, les conditions physiques dans les enveloppes des étoiles Be diffèrent nettement de celles du milieu interstellaire.

Dans les cas de HD250550 et HD85567, les rapports gaz-sur-poussière et les fractions moléculaires ont des valeurs proches de celles observées dans le milieu interstellaire, ce qui suppose que les poussières et l'hydrogène (atomique ou moléculaire) sont dans des conditions physiques caractéristiques du milieu interstellaires. Cependant, les facteurs de déplétion calculés pour les espèces atomiques autour de ces étoiles ne correspondent pas

TAB. 5.7 – Facteurs de déplétion calculés pour les espèces atomiques circumstellaires détectées dans les spectres *FUSE* des étoiles Be. Les deux premières colonnes représentent les facteurs de déplétion calculés pour des nuages interstellaires froids et tièdes dits standards au voisinage solaire, d'après Welty et al. (1999).

	nuage froid 100 K	nuage tiède 3000 K	HD176386	HD250550	HD85567	HD259431	HD38087	HD76534
$\delta\text{Ar}$	—	—	—	+0.25	—	—	—	—
$\delta\text{Cl}$	-0.6	-0.2	—	+1.02	—	—	—	—
$\delta\text{Fe}$	-2.2	-1.4	—	+1.04	+0.01	-1.16	-1.18	-2.17
$\delta\text{Mn}$	-1.5	-1.0	—	+0.85	+0.36	+0.09	—	—
$\delta\text{N}$	-0.1	-0.1	-0.88	-1.05	—	—	—	—
$\delta\text{P}$	-0.5	-0.2	+0.30	-0.09	-0.11	+1.60	—	—

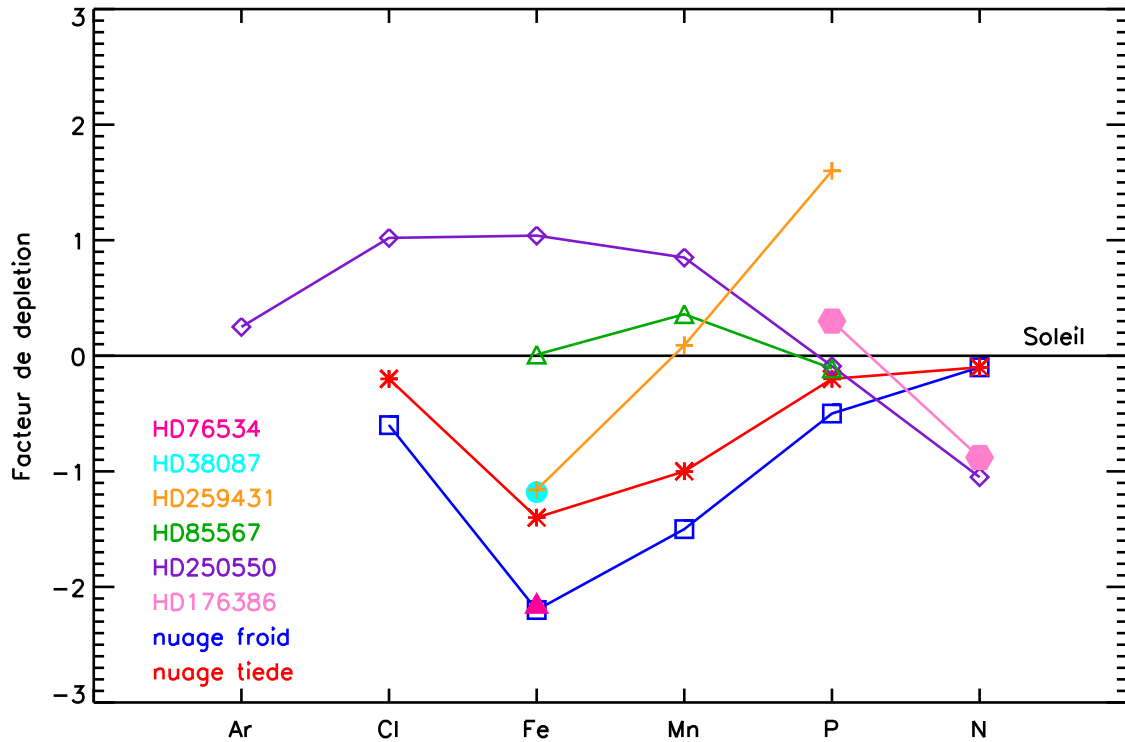


FIG. 5.9 – Facteurs de déplétion de chaque espèce atomique observée dans l'environnement circumstellaire des étoiles Be, comparés à ceux obtenus par Welty et al. (1999) pour des nuages interstellaires froids et tièdes au voisinage solaire.

du tout à ce qui est observé dans le milieu interstellaire. Ce résultat est une preuve supplémentaire en faveur d'une origine circumstellaire pour le gaz observé. Il est donc probable que les différentes espèces chimiques ne sondent pas les mêmes régions de l'enveloppe autour des étoiles. En effet, si on admet que le processus dominant est la formation de  $H_2$  sur les grains de poussière, comme c'est le cas dans le milieu interstellaire, il est naturel de retrouver un rapport gaz-sur-poussière de type interstellaire. Par contre, si les espèces atomiques et ionisées ne se trouvent pas dans les mêmes régions que le  $H_2$ , elles sont certainement soumises à des processus physiques différents, qui pourraient modifier l'équilibre et les abondances. Ceci reste à confirmer par une analyse plus approfondie de la structure de ces environnements, notamment en observant des raies d'émission comme les transitions rotationnelles du  $H_2$  qui permettent de tracer la distribution spatiale du gaz ainsi que sa dynamique.

Les étoiles Be de notre échantillon sont donc probablement entourées d'enveloppes circumstellaires, résidus des nuages moléculaires dans lesquels elles se sont formées. Cependant, l'étude des spectres *FUSE* a montré que ces enveloppes n'étaient pas primordiales mais plutôt évoluées.

## 5.6 Séquence d'évolution

La Figure 5.10 montre les densités de colonne totales du  $H_2$  circumstellaire autour des étoiles Be en fonction de l'âge de ces étoiles. Le calcul du paramètre de corrélation linéaire étant de 0.25, on peut conclure qu'il n'y a aucune corrélation entre ces deux grandeurs. Ce résultat est très surprenant car l'analyse des spectres *FUSE* favorise une interprétation en termes d'enveloppe plus ou moins sphérique autour de ces étoiles, géométrie qui n'est pas affectée par des effets d'inclinaison. De ce fait, on s'attend à trouver moins de  $H_2$  autour des étoiles les plus vieilles. Cette absence de corrélation peut s'expliquer par les problèmes de détermination des âges de ces étoiles. En effet, ces étoiles étant très massives et très lumineuses, leur temps d'évolution vers la séquence principale est très rapide et par conséquent leurs âges sont très difficiles à estimer (voir chapitre 1).

Sur cette figure, HD176386 est un cas particulier. En effet, cette étoile fait partie d'un système binaire enfoui dans son nuage moléculaire d'origine (Knacke et al. 1973; Grady et al. 1993; Chini et al. 2003). On peut supposer que le nuage parent de ce système est plus dense qu'un nuage moléculaire géniteur d'une seule étoile. Ceci expliquerait pourquoi le point représentant HD176386 sur la Figure 5.10 semble différer significativement des points représentant les autres étoiles.

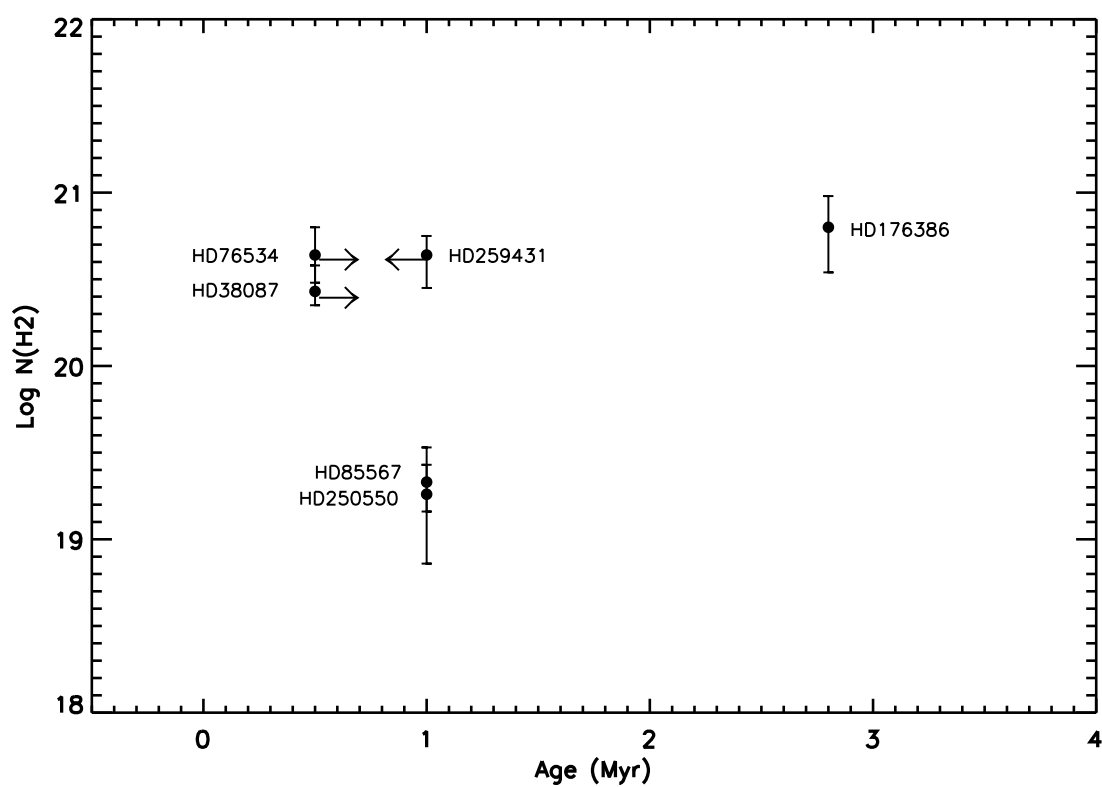


FIG. 5.10 – Densités de colonne du  $H_2$  circumstellaire en fonction de l'âge des étoiles Be.

# Chapitre 6

## Conclusions et perspectives

L'objectif initial de ce travail de thèse était d'étudier la composante gazeuse dans l'environnement circumstellaire des étoiles Ae/Be de Herbig. L'approche choisie était de focaliser cette étude sur l'hydrogène moléculaire qui est la molécule la plus abondante dans l'environnement des étoiles jeunes. Pour cela, une vingtaine d'étoiles Ae/Be de Herbig à différents stades de leur évolution vers la séquence principale ont été sélectionnées et observées avec le satellite *FUSE* dans l'ultraviolet lointain.

A partir de cet échantillon d'étoiles de type spectral s'échelonnant de F4 à B2, plusieurs mécanismes d'excitation de l'hydrogène moléculaire ont été mis en évidence. Cependant, la spectroscopie en absorption ne permet pas de contraindre la distribution spatiale du gaz observé. Lorsque l'analyse des vitesses radiales a permis de prouver l'origine circumstellaire du gaz, la question de la répartition géométrique du gaz autour des étoiles s'est posée. Par conséquent, une étude approfondie des conditions d'excitation de l'hydrogène moléculaire a été nécessaire.

Les étoiles de type Be de l'échantillon (plus précoces que B9), présentent des différences importantes dans leurs distributions spectrales d'énergie. En particulier, du fait de leur fort excès dans l'infrarouge proche, HD250550 et HD259431 ont été classées dans les groupes d'étoiles à disques par différentes études. Par contre, HD76534 ne présentant qu'un faible excès dans l'infrarouge proche, a été classée comme étoile possédant une enveloppe. Cependant, l'étude des spectres *FUSE* a montré que les conditions d'excitation du  $H_2$  circumstellaire étaient similaires pour toutes les étoiles Be. Ceci suggère une structure commune aux environnements circumstellaires de ces étoiles. Sachant que les valeurs des  $v \sin i$  sont très différentes d'une étoile à l'autre, les étoiles ne sont vraisemblablement pas vues sous un même angle d'inclinaison (angle de l'axe de rotation par rapport à la ligne de visée). De ce fait, la seule configuration géométrique qui permet d'observer des structures identiques quelque soit l'angle d'inclinaison, est une géométrie sphérique. Cela implique que le gaz observé est distribué dans une enveloppe sphérique autour des étoiles.

Les diagrammes d'excitation des étoiles Be montrent que le  $H_2$  est thermalisé jusqu'au niveau  $J = 3$  ( $v = 0$ ) avec une température de l'ordre de 100 K. Les densités de colonne des niveaux d'énergie supérieurs correspondent à des températures beaucoup plus élevées, comprises entre 500 et 1600 K. Ces diagrammes suggèrent que deux composantes en

température sont présentes dans l’environnement de ces étoiles. Afin de mieux contraindre les conditions physiques des environnements observés, j’ai utilisé un modèle de région de photodissociation, qui est le seul type de modèle permettant, à l’heure actuelle, d’expliquer les conditions d’excitation du  $\text{H}_2$ . Afin de limiter le nombre de paramètres libres du modèle, il m’a fallu utiliser les données disponibles en imagerie optique et infrarouge, ainsi que les spectres *IUE*, pour estimer les tailles et les densités des régions observées, en supposant des régions sphériques de densité uniforme.

Les modèles reproduisent très bien l’excitation des niveaux d’énergie les plus bas, en supposant une distance gaz-étoile correspondant au bord externe de l’enveloppe. Ces niveaux tracent la composante froide du milieu, soit plus de 90% du gaz observé. Ceci implique que le  $\text{H}_2$  froid observé dans les spectres *FUSE* trace les régions externes des enveloppes. Par contre, de manière générale, les densités de colonne des niveaux d’énergie les plus élevés, et en particulier les niveaux rotationnels du premier niveau vibrationnel, ne sont pas reproduites par un tel modèle. L’excitation de ces niveaux montre la présence de gaz chaud proche des étoiles. Deux solutions, faisant partie des perspectives de ce travail de thèse, peuvent être explorées :

- L’ajout des réactions à trois corps dans le code de PDRs. En effet, ces réactions ne sont plus négligeables dans le processus de formation du  $\text{H}_2$  lorsque la densité du milieu est importante ( $\geq 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ). Ces réactions peuvent induire la formation de  $\text{H}_2$  dans des états excités. De telles conditions pourraient être rencontrées dans les régions les plus internes des enveloppes.
- Lorsque le champ de rayonnement est très fort, donc à proximité des étoiles où est supposé se situer le  $\text{H}_2$  chaud, la pression de rayonnement exercée sur le gaz environnant peut provoquer une onde choc qui chauffe et excite le gaz. Le code utilisé ne prend pas compte les phénomènes non stationnaires tels les chocs. Il faudrait donc inclure des mécanismes physiques supplémentaires dans le code de PDRs pour expliquer la formation et l’excitation du  $\text{H}_2$  chaud.

Contrairement aux étoiles Be, les résultats obtenus à partir des spectres *FUSE* des étoiles possédant des disques montrent que ce groupe est très hétérogène. En effet, aucune structure commune n’a été mise en évidence sur le groupe complet. Cette hétérogénéité apparente peut être en partie biaisée par le fait que les disques de ces étoiles ont des angles d’inclinaison différents et très grands par rapport à la ligne de visée. En effet, la plupart des disques ont des angles d’inclinaison supérieurs à  $50^\circ$  par rapport à la ligne de visée. Pour ces étoiles, l’utilisation d’un modèle de disque ouvert a montré que, si le gaz et la poussière sont couplés dans les disques, la ligne de visée ne traverse pas le disque, qui ne peut donc pas être observé en absorption.

L’étoile  $\beta$ -Pictoris représente la configuration idéale à l’observation en absorption du gaz contenu dans le disque. En effet, le disque de cette étoile est vu par la tranche, donc la ligne de visée le traverse complètement. Bien que moins idéal que  $\beta$ -Pictoris, la faible inclinaison du disque de HD109573 devrait permettre également l’observation de raies d’absorption. Malgré ces inclinaisons favorables, aucune raie d’absorption d’hydrogène moléculaire n’est présente dans les spectres de ces étoiles. Cela montre une déficience en gaz moléculaire dans leurs disques. Ces résultats sont en accord avec le statut évolutif de ces deux étoiles :  $\beta$ -Pictoris est une étoile de la séquence principale, et HD109573 est un objet de transition.

Dans certains cas, comme HD141569A et AB Aur, le  $H_2$  observé est clairement d'origine interstellaire. Dans le cas de HD141569A, le disque est vu sous une inclinaison importante, ce qui ne permet pas d'observer le disque. Du gaz situé dans l'enveloppe du nuage sombre interstellaire L134N a été observé en direction de cette étoile. Les conditions d'excitation du  $H_2$  ont permis de mettre en évidence un phénomène turbulent dans ce nuage. L'absence de gaz circumstellaire dans le spectre de cette étoile a permis de montrer que, si du gaz est présent, il a eu le temps de s'effondrer dans le disque ou d'être dissipé. Dans le cas de AB Aur, les conditions d'excitation du  $H_2$  sont typiques de celles rencontrées dans le milieu interstellaire diffus, mais la vitesse radiale du gaz favorise une origine circumstellaire. Cela implique deux origines possibles pour le gaz observé : le  $H_2$  observé peut être du gaz diffus interstellaire présent sur la ligne de visée, ou être situé dans le nuage moléculaire parent de cette étoile.

Pour trois étoiles de ce groupe, de l'hydrogène moléculaire d'origine circumstellaire est clairement observé. Les conditions d'excitations du  $H_2$  sont similaires pour ces trois étoiles, ce qui suggère la similitude de leur environnement. Pour ces trois étoiles, le  $H_2$  est thermalisé jusqu'à  $J = 4$  ( $v = 0$ ) avec des températures élevées, comprises entre 300 K et 800 K. Les densités de colonne des niveaux d'énergie supérieurs, lorsqu'ils sont observés, correspondent à des températures de plus de 1500 K. Ces conditions d'excitation montrent la présence d'un milieu excité collisionnellement et proche de l'étoile. En tenant compte des distances calculées avec un modèle de disque ouvert, si le gaz et la poussière sont couplés, le gaz circumstellaire détecté avec *FUSE* ne peut pas être situé dans les disques. Par conséquent, plusieurs interprétations sont possibles quant à l'origine de ce gaz chaud. On peut tout d'abord supposer qu'il y a un découplage grain-gaz ; dans ce cas-là le gaz doit s'étendre sur des distances de l'ordre de 5 à 10 fois plus importantes que les distances sur lesquelles s'étend la poussière. On peut également supposer que le gaz chaud que l'on observe est situé dans la région de transition située entre une région chaude proche de l'étoile et le disque. Enfin, la dernière hypothèse est que le gaz chaud peut provenir de la photo-évaporation du disque, conséquence du chauffage du disque par les radiations FUV de l'étoile. A l'heure actuelle, ces observations ne permettent pas de contraindre l'origine du gaz chaud que l'on observe, et donc de trancher en faveur de l'une ou l'autre des hypothèses.

L'étude des spectres *FUSE* d'un échantillon d'étoiles de Herbig a donc permis de mettre en évidence des mécanismes d'excitation de l'hydrogène moléculaire clairement corrélés à la structure de l'environnement circumstellaire.

Les différences de structure dans l'environnement circumstellaire des étoiles de Herbig Ae et Be révélées par cette étude, reflètent la différence d'évolution de ces deux groupes d'étoiles. En effet, cette structuration différente du milieu circumstellaire peut être expliquée par une évolution plus rapide des étoiles de Herbig de type Be qui sont associées à de plus forts champs de rayonnement.

Cependant, aucune corrélation entre les densités de colonne observées et l'âge des étoiles n'a été clairement mise en évidence. Il semble qu'une telle corrélation existe dans le cas des étoiles HD100546, HD163296 et HD104237. Ceci confirme les similitudes des environnements de ces trois étoiles, suggérées par les diagrammes d'excitation. L'absence de corrélation dans le groupe complet des étoiles à disques prouve que l'on n'observe pas les mêmes régions des environnements des étoiles. Par contre, dans le cas des étoiles Be,

puisque le  $\text{H}_2$  observé est situé dans une enveloppe plus ou moins sphérique, on devrait distinguer une évolution en fonction de l'âge. L'absence de corrélation dans ce cas-là est probablement le résultat d'un problème de détermination des âges de ces étoiles.

Ce travail de thèse ne constitue qu'une étape vers une meilleure connaissance de l'environnement circumstellaire des étoiles Ae/Be de Herbig, et ouvre de nombreuses perspectives de recherche. En particulier, de nouvelles observations sont nécessaires pour mieux comprendre la nature et l'évolution de l'environnement de ces étoiles.

Nous avons donc, dans un premier temps, proposé de nouvelles observations d'étoiles de Herbig avec *FUSE* qui sont, aujourd'hui, en cours de réalisation (cycle 5, PI C. Martin, voir Annexe D). Pour cela, nous avons sélectionné des étoiles de Herbig dont la SED présentait un faible excès dans le proche infrarouge mais un fort excès dans l'infrarouge lointain. Une telle SED suggère que la poussière a été dissipée dans les régions les plus internes du disque, là où la formation planétaire est supposée avoir lieu. Ces étoiles ont des SEDs comparables à celle de HD141569, dont les parties internes du disque sont dépourvues de gaz et de poussière. Les cibles de ce programme ont des âges connus et sont plus jeunes que HD141569. L'objectif de ces observations est de comprendre si du gaz est encore présent dans les régions vides de poussière ou s'il est dissipé en même temps que la poussière. Cette étude permettra de déterminer si l'excès infrarouge est réellement un bon indicateur de la structure de l'environnement circumstellaire.

Les données *FUSE* vont être également complétées par des observations au VLT avec *UVES* (PI C. Martin, période 75) des molécules CH et  $\text{CH}^+$  dont la formation et l'excitation sont très liées à celles de  $\text{H}_2$ . En effet, les modèles prédisent que la formation de CH est contrôlée par des réactions en phase gazeuse avec  $\text{H}_2$ , et leurs abondances sont souvent corrélées, ce qui en fait un parfait traceur de  $\text{H}_2$  (Federman 1982; Mattila 1986; Somerville & Smith 1989). La haute résolution spectrale de *UVES* ( $\sim 80\,000$ ) va permettre de distinguer si différentes composantes gazeuses sont présentes le long de la ligne de visée, séparées de moins de  $2.5\text{ km s}^{-1}$ , composantes que l'on ne peut pas séparer à la résolution de *FUSE*. Ceci permettra de s'affranchir de la contamination par le gaz interstellaire afin de focaliser l'étude sur le gaz circumstellaire. De plus, la formation de la molécule  $\text{CH}^+$  via la réaction chimique  $\text{C}^+ + \text{H}_2$ , nécessite la présence d'un choc et d'une température de l'ordre de 4500 K pour se produire (Gredel 1997). Par conséquent,  $\text{CH}^+$  est un traceur de milieux excités généralement proches des étoiles. Son observation permettra de mieux contraindre l'excitation du  $\text{H}_2$ , en particulier, l'excitation des niveaux d'énergie les plus élevés observés avec *FUSE*. L'observation de  $\text{CH}^+$  fournira la preuve définitive de la présence de gaz circumstellaire proche des étoiles, et donnera de nouvelles contraintes sur les modifications à apporter aux modèles de PDRs et/ou de disques pour expliquer complètement l'excitation du  $\text{H}_2$ .

Enfin, les observations *FUSE* ont permis de mettre en évidence la présence de  $\text{H}_2$  dans l'environnement circumstellaire des étoiles de l'échantillon, mais n'ont pas permis de contraindre la distribution spatiale du gaz. Les projets de recherche avec *VISIR*, spectrographe dans infrarouge récemment installé au VLT constituent le prolongement naturel de ce travail de thèse. Je suis associée aux observations dans le temps garanti de l'instrument



(périodes 76 et 77). L'objectif étant de tirer profit des capacités de *VISIR* pour observer à haute résolution spatiale et spectrale les raies de  $H_2$  en émission correspondant aux transitions rotationnelles pures. En effet, le domaine spectral de *VISIR* donne accès aux transitions  $S(1)$  à  $17.03\mu m$ ,  $S(2)$  à  $12.27\mu m$ ,  $S(3)$  à  $9.66\mu m$ , et  $S(4)$  à  $8.02\mu m$ , la transition  $S(0)$  à  $28\mu m$  n'étant pas observable depuis le sol du fait de l'atmosphère terrestre. La détection de ces raies d'émission, produites dans les couches de surface des disques et/ou des enveloppes circumstellaires, offrira de nouvelles contraintes sur la dynamique du gaz. La haute résolution spatiale de *VISIR* permettra de s'affranchir des incertitudes dues à la dilution, comme celles dues à la large fente du satellite *ISO*. De plus, sa haute résolution spectrale permettra de séparer les composantes gazeuses froide et chaude sur la base de l'analyse des champs de vitesse.

L'analyse des profils de raies d'émission infrarouge, permettra de déterminer la distribution spatiale du gaz ainsi que de contraindre sa dynamique. Le  $H_2$  observé dans l'infrarouge trace les régions tièdes, c'est-à-dire les régions externes des enveloppes ou des disques, où se situe l'essentiel de la masse du gaz. Le calcul des flux intégrés donnera donc une estimation de la masse totale de gaz. De plus, *VISIR* donne accès aux bandes des PAHs. Ces PAHs absorbent le rayonnement stellaire et diffusent l'énergie par effet photoélectrique. Elles jouent donc un très grand rôle dans le bilan thermique des milieux observés mais également dans les mécanismes de formation du  $H_2$  à la surface des grains. L'observations des PAHs, et en particulier leur distribution spatiale, peut fournir des preuves du couplage (ou non) du gaz et de la poussière dans l'environnement circumstellaire des HAeBes.

En ce qui concerne les étoiles Be, le gaz étant distribué dans des enveloppes plus ou moins sphériques, les observations *VISIR* sonderont les mêmes régions que les observations *FUSE* et *UVES*. Cela permettra de mieux contraindre les processus physiques mis en jeu dans ces enveloppes, et de les inclure dans le code de PDRs.

Pour les étoiles à disques, aucune séquence d'évolution n'a pu être mise en évidence à partir de l'étude des spectres *FUSE*, puisque la spectroscopie d'absorption ne permet pas d'observer les mêmes régions autour des étoiles. *VISIR* donnant accès à l'observation du gaz dans les régions externes des disques, il sera alors possible de proposer un scénario d'évolution pour ces étoiles et leur environnement.

Les données *VISIR* associées aux observations *FUSE* et *UVES* offrent donc une opportunité unique d'avoir une compréhension globale de la structure et de l'évolution de l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes.



# Chapitre 7

## Publications

Dans cette partie sont présentés les articles dans lesquels est détaillée l'analyse des spectres *FUSE* de cet échantillon d'étoiles. Les trois premiers articles traitent respectivement des cas individuels des étoiles HD259431 et HD250550 (Bouret et al. 2003), HD76534 (Martin et al. 2004), et HD141569 (Martin-Zaïdi et al. 2005). Ces articles ont été publiés dans le journal *Astronomy & Astrophysics*.

Le dernier article reproduit ici (Martin-Zaïdi et al. 2005) présente le bilan complet des résultats obtenus au cours de ma thèse concernant l'hydrogène moléculaire dans les spectres *FUSE* de l'échantillon d'étoiles. Cet article sera prochainement soumis pour publication dans le journal *Astronomy & Astrophysics*.



## Far UV spectroscopy of the circumstellar environment of the Herbig Be stars HD 259431 and HD 250550

J.-C. Bouret<sup>1</sup>, C. Martin<sup>1</sup>, M. Deleuil<sup>1,2</sup>, T. Simon<sup>3</sup>, and C. Catala<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Traverse du Siphon, BP 8, 13376 Marseille Cedex 12, France  
 e-mail: Claire.Martin@oamp.fr

<sup>2</sup> Université de Provence, Centre de Mathématiques et d'Informatique, 39 rue J. Curie, 13453 Marseille Cedex 13, France  
 e-mail: Magali.Deleuil@oamp.fr

<sup>3</sup> Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822, USA  
 e-mail: simon@ifa.hawaii.edu

<sup>4</sup> Observatoire de Paris-Meudon, CNRS, Paris, France  
 e-mail: Claude.Catala@obspm.fr

Received 9 May 2003 / Accepted 18 July 2003

**Abstract.** We present an analysis of *FUSE* spectra of HD 259431 and HD 250550, two young Herbig Be stars. Numerous absorption lines of H<sub>2</sub> are seen in the spectrum of each star, revealing large amounts of this gas on the lines of sight. In addition, absorption lines from atomic species in different ionization and excitation states are also identified. We demonstrate that all these species probe the close circumstellar environment around the stars, with two or even three temperature components in HD 259431, as revealed by molecular gas analysis. Although favouring the flared disk scenario, our results do not rule out the possibility that we actually detect CS envelopes/halos around these stars.

**Key words.** stars: circumstellar matter – stars: pre-main sequence – stars: emission-lines, Be – stars: individual: HD 259431, HD 250550

### 1. Introduction

Repeated observations have shown that the pre-main sequence (PMS) Herbig Ae/Be stars (HAeBes) share many properties in common with the classical T Tauri stars (CTTS), of which they are often considered to be the higher mass counterparts.

However, while the characteristics of the CTTS are generally thought to be linked to the presence of massive accretion disks (UV and IR excess emission, optical jets, asymmetric forbidden lines, ...), the nature of the close environment of the HAeBes remains a matter of considerable speculation.

Evidence is accumulating that a significant fraction of HAeBes present us with signatures of massive circumstellar (CS) disks. Millimeter-wave interferometric observations have revealed elongated structures around several HAeBes (Mannings & Sargent 1997, 2000), while coronagraphic imaging in the near-IR, optical and UV domains has been performed successfully in a few cases (Pantin et al. 2000; Augereau et al. 2001; Grady et al. 2001). In this context, HAeBes have gained a lot of interest as the possible precursors of  $\beta$ -Pictoris and

Vega-type stars, whose CS debris disks are believed to host planetary bodies. This raises the possibility that the environment around the HAeBes represents an early phase of planet formation.

On the other hand, high spatial resolution mid-infrared observations have shown that the emission observed in HAeBes is generally not confined to optically thick disks but rather comes from more complex environments (Polonski et al. 2002). Besides, near IR speckle interferometry has demonstrated that halos on an arcsec scale occur much more commonly around HAeBes than around CTTS (Leinert et al. 2001); this latter result is fully compatible with the faster evolution of the more massive HAeBes. The same explanation may account for the fact that halos are much more common around B-type than A-type HAeBes. Similar findings were claimed by Natta et al. (2000) on the basis of mm interferometry.

The advent of far ultraviolet (FUV) observatories like *FUSE* now offers access to spectral lines that can directly and efficiently probe the circumstellar environment of HAeBes. This is especially true for lines of molecular hydrogen, which one would expect to be present if HAeBe stars have greatly extended CS disks and if the lines of sight to the stars pass through the disks. In that case, the Werner and Lyman electronic bands

Send offprint requests to: J.-C. Bouret,  
 e-mail: Jean-Claude.Bouret@oamp.fr

of  $\text{H}_2$  may be observable in absorption between 950 Å and 1150 Å, projected against the UV continua of the stars. The detection of  $\text{H}_2$  absorption lines provides the most direct and most definitive measure of the gaseous content in the CS environment of H AeBes.

In addition, the *FUSE* domain contains several lines of highly ionized species like C III and O VI, which have been observed in the Herbig Ae stars AB Aur (Roberge et al. 2001) as well as HD 100546 and HD 163296 (Deleuil, private communication). These spectral lines directly probe regions of high temperatures above the stellar photosphere; the properties of these hot regions resemble those of the extended chromospheres modelled for a few H AeBes by Bouret et al. (1997) and Bouret & Catala (1998) on the basis of optical and UV (*IUE* and HST/GHRS) data.

We present here *FUSE* spectra of HD 259431 and HD 250550, which were obtained for a program aimed at studying the occurrence of hot and cold regions around H AeBes. In Sect. 2, we first present the observational material and the data analysis method we have used. Section 3 deals with the results we have obtained from our stellar modelling and a comparison with the known stellar properties. Section 4 is devoted to the analysis of the gaseous media on the line of sight to each star, whose results are discussed in Sect. 5. An extensive discussion will be given in Sect. 6.

## 2. Observations and data analysis

HD 259431 and HD 250550 were selected for this analysis according to three major criteria: (i) a significant visual extinction  $A_V$ , (ii) a high value of  $V \sin i$  and (iii) a spectral type earlier than A0.

The first criterion indicates that the star is surrounded by a significant amount of material. This is a mandatory condition in order to search for the presence of  $\text{H}_2$  absorption lines between 950 and 1150 Å, which are expected if these stars are surrounded by massive circumstellar disks or envelopes.

The second criterion ensures that if such CS disks are present, the line of sight is likely to intercept the disk, since a high value of  $V \sin i$  is indicative of a large inclination angle of the star's rotation axis.

Finally, the last criterion guarantees that the FUV continua of our target stars will be bright enough to serve as background illumination for the  $\text{H}_2$  spectral lines.

The two stars were observed with *FUSE* on October 18–19, 2001, and October 15, 2001, respectively. The data were obtained with the  $30'' \times 30''$  LWRS aperture, covering the wavelength range 905–1187 Å at a spectral resolution of  $R \approx 15\,000$ . The spectra were reduced and calibrated using version 2.2.2 of CalFUSE, the *FUSE* pipeline processing software. The total exposure time was 16.5 ks for HD 259431 and 9 ks for HD 250550, split into thirteen and three subexposures, respectively.

For HD 259431, data for LiF2A segment do not reproduce well from one subexposure to the next, presumably because of a drift of the star over the course of the observation. On the other hand, the flux level among the subexposures is more consistent in the LiF1B channel but the latter is affected by the

so-called worm artifact, which produces a broad depression in the spectra and modifies the actual flux distribution longward of 1150 Å. To overcome this problem, we used the LiF1B data below 1150 Å only, while above that wavelength we used LiF2A segment scaled to the flux level in *IUE* spectra of HD 259431 (large aperture SWP data) where the two spectral energy distributions overlap (over 30 Å approximately).

For HD 250550, the LiF2A and LiF1B segments have roughly the same flux level, although the LiF1B data are also clearly affected by the worm artifact. Hence, the LiF1B spectrum was used only to confirm the presence of the lines identified in the LiF2A channel, not for the line profile analysis.

The co-added spectra of HD 259431 were rebinned by 5 pixels, in order to increase the signal-to-noise ratio without degrading the resolution. The resulting signal-to-noise ratio for the spectrum of HD 259431 is  $S/N \sim 33$  per spectral resolution element at 1150 Å, with detectable stellar flux down to 955 Å. Similarly, the co-added spectra of HD 250550 were rebinned by 10, which yielded a signal-to-noise ratio of  $S/N \sim 16$  per resolution element at 1150 Å; the stellar continuum is well detected down to wavelengths shortward of 1000 Å.

In order to ensure as accurate a wavelength calibration as possible, the individual subexposures in each *FUSE* channel were aligned using a linear cross-correlation procedure prior to co-addition. We used several photospheric lines as predicted by models with appropriate parameters for each star (see details in Sect. 3) to set the absolute wavelength scales of the spectra in the stars' reference frames. We corrected for offsets of  $-1 \text{ km s}^{-1}$  for HD 259431 and  $-10 \text{ km s}^{-1}$  for HD 250550, respectively; the resulting uncertainty in the wavelength calibration is  $1 \text{ km s}^{-1}$  for HD 259431 and  $5 \text{ km s}^{-1}$  for HD 250550.

The *FUSE* spectra of HD 259431 and HD 250550 exhibit many narrow absorption lines, which correspond to electronic transitions from the ground level or excited fine structure levels of various atomic species in different ionization states. Much broader lines corresponding to electronic transitions of molecular hydrogen are observed in both spectra.

So as to better assess the nature of these lines and to help disentangle purely stellar (i.e. photospheric) features from circumstellar and/or interstellar (IS) ones, we undertook a detailed modelling of the photospheres of both stars, with state-of-the-art photospheric models (see Sect. 3.1). This photospheric modelling was also used to properly estimate the stellar continuum level, necessary in particular for the subsequent analysis of the CS/IS spectral lines.

## 3. Stellar properties

Stellar radial velocities in the heliocentric rest frame were measured by Finkenzeller & Jankovics (1984):  $V_{\text{rad}} = +43 \text{ km s}^{-1}$  and  $V_{\text{rad}} = +31 \text{ km s}^{-1}$  for HD 259431 and HD 250550, respectively. The same authors also gave measurements of the radial velocities of the molecular clouds associated to each star:  $V_{\text{MC}} = +19.9 \text{ km s}^{-1}$  for HD 259431 while  $V_{\text{MC}} = +16.2 \text{ km s}^{-1}$  for HD 250550.

Projected rotation velocities of these stars were measured by Böhm & Catala (1995):  $V \sin i = 90 \pm 8 \text{ km s}^{-1}$  and

$V \sin i = 110 \pm 9 \text{ km s}^{-1}$  for HD 259431 and HD 250550, respectively. These values agree within the error bars with those of Finkenzeller (1985).

On the other hand, various estimates of the fundamental parameters of HD 259431 and HD 250550 have been proposed over the past 20 years. Spectral types and  $T_{\text{eff}}$  as different as B5 V, 15 300 K (Garrison 1978), or B1 V, 25 700 K (van den Ancker et al. 1998), have been quoted for HD 259431. As a consequence, estimates of the visual extinction towards this star range widely from  $A_v = 0.83$  (Valenti et al. 2003) to  $A_v = 1.61$  (van den Ancker et al. 1998). HD 250550 has been claimed to be either B9 V, 12 300 K (Garrison 1978), or B4-5 V, 15 800 K (van den Ancker et al. 1998). Here again, the estimates of  $A_v$  range from 0.5 (Hillenbrand et al. 1992) to 0.74 (Valenti et al. 2003).

These significant discrepancies have motivated a thorough modelling of the stars' photospheres. This modelling enabled us to derive H I column densities on the lines of sight by estimating the stellar contribution to the observed Ly $\alpha$  line profile. This is an important step for our analysis of the CS/IS gas component seen in our *FUSE* spectra. To our knowledge, atomic hydrogen column densities are not available in the literature for either star.

To help in this task, we extracted spectra from the *IUE* archives as well as from the spectral atlas of PMS stars compiled by Valenti et al. (2000, 2003), which includes co-added low-resolution spectra for both the short-wavelength range (1150–1980 Å) and long-wavelength range (1900–3200 Å) of *IUE*. Processing and analysis procedures for each range are described in Valenti et al. (2000) and Valenti et al. (2003) respectively.

Concerning these *IUE* data, we note that the high-resolution spectra from the archives clearly show that the spectrum of HD 250550 is much richer in CS absorption features than that of HD 259431. It is also worth mentioning that HD 259431 shows a shallower 2200 Å absorption feature. Sitko (1981) interpreted this as a clue that graphite grains larger than  $0.02 \mu$  are present around this star, since smaller graphite dust particles, in large enough amount, would produce a deep and sharp absorption trough around 2200 Å.

### 3.1. Determination of photospheric parameters

Our targets are classified as B-type stars and their effective temperatures are most likely high enough for NLTE processes to become important in their photospheres. Accurate determination of the stars fundamental parameters, as well as photospheric line profiles fitting, therefore require modelling with codes that explicitly allow for departures from LTE in the atmospheres. Since modelling with such codes is a highly time-consuming process, the following strategy was adopted to speed up this step.

Photospheric models were initially extracted from the Kurucz grid of LTE models (Kurucz 1994). The sub-grid thus obtained samples the parameters space  $11\,000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 20\,000 \text{ K}$  with 500 K steps and  $4.0 \leq \log g \leq 4.75$  with 0.25 dex steps. Synthetic spectra were calculated in NLTE

using the SYNSPEC package of Hubeny & Lanz (1995). This code allows for an approximate NLTE treatment of lines with LTE photospheric models (see SYNSPEC's User's Guide at <http://tlusty.gsfc.nasa.gov/> for details). The result of this first stage is to determine the LTE model giving the best fit to the observed spectra.

In a second step, NLTE photospheric models were constructed with the code TLUSTY (Hubeny & Lanz 1995), using parameters from the LTE step as a starting point. This helped to greatly reduce the parameter space we needed to explore with NLTE models.

The main assumptions of TLUSTY are a plane-parallel geometry, hydrostatic equilibrium, and radiative equilibrium. Departures from LTE are explicitly allowed for a large set of chemical species and arbitrarily complex model atoms. Line opacity is treated in detail using an Opacity Sampling technique. For this work we used close to 20 000 frequency points over the whole spectrum, thereby ensuring a spectral resolution that is slightly higher than the observed data. Our blanketed, NLTE model atmospheres include about 530 individual explicit atomic levels from 21 ions (H I, He I, C I-III, N I-III, O I-III, Mg I-II, Al I-II, Si I-III, Fe I-III). We computed models with a solar composition. All model atmospheres assume a helium abundance,  $Y = \text{He}/\text{H} = 0.1$  by number, and a microturbulent velocity,  $\xi_t = 2 \text{ km s}^{-1}$ .

TLUSTY solves for the full photospheric structure, providing the temperature and density stratification and the NLTE populations. A detailed synthetic spectrum is then calculated with SYNSPEC, varying if necessary the abundance of individual species (e.g., the N/C abundance ratio), or the microturbulent velocity. However, we have always imposed that the photospheric turbulent velocity remains smaller than the photospheric speed of sound (typically,  $v_{\text{sound}} \leq 12 \text{ km s}^{-1}$ ) for temperatures around 15 000 K.

The fundamental parameters of our program stars were determined considering the dereddened *FUSE* and *IUE* spectral energy distributions and line ratios between successive ionization states of various chemical species. Note that FUV spectra are insensitive to  $\log g$ . Therefore, there is a degeneracy in the determination of  $\log g$  from our FUV modelling, which we reduced by using stellar masses and radii obtained by other means (see below).

To compare synthetic spectra with *FUSE* and *IUE* data, we chose to normalize the synthetic spectra at 3000 Å rather than in the V band. This reduces the effects of errors in the optical photometry, and helps better determine the stars' extinction laws in the UV, as shown by Boggs & Böhm-Vitense (1989) and Thé et al. (1996). We refer the reader to those papers for more details about the method and its results.

The observed spectra were dereddened using the Cardelli, Clayton & Mathis (Cardelli et al. 1989) extinction law and adopting  $R_v = A_v/E(B - V) = 3.1$  in a first step. As noted earlier, very different values for the visual extinction have been published in the past. Most of them are based on photometric measurements in the visible and IR (e.g., Hamann & Persson 1992; Hillenbrand et al. 1992; van den Ancker et al. 1998), and therefore their relevance for the UV and FUV extinction law may be questionable. On the other hand,

Valenti et al. (2003) published  $A_V$  values obtained by comparing *IUE* spectra of HD 250550 and HD 259431 with those of stars of similar spectral types and very low extinction. We adopted these  $A_V$  values for our work but also allowed for an anomalous extinction law in the FUV, in other words, we let  $E(B - V)$  and  $R_V$  vary until a good match was obtained between the theoretical and observed spectra. It should be noted here that the adopted value for  $E(B - V)$  has no effect on the analysis of the star's environment that we perform using the numerous absorption lines (atomic and molecular) in the *FUSE* spectra (Sect. 4). We checked that carefully by comparing column densities measured on spectra corrected and not corrected for reddening, respectively.

Once  $T_{\text{eff}}$  and  $A_V$  are determined from the steps outlined above (error bars on  $T_{\text{eff}}$  are determined from a  $\chi^2$  procedure from the fits),  $\log g$  is obtained by two independent methods. First, synthetic spectra with values of  $T_{\text{eff}}$  and  $A_V$  as determined above and with various values of  $\log g$  are compared with the observed spectra, until a best fit is achieved. Second, stellar luminosities and radii are calculated from  $T_{\text{eff}}$  and  $A_V$  using HIPPARCOS parallaxes (van den Ancker et al. 1998; Bertout et al. 1999) and bolometric corrections from Flower (1996). Stellar masses and ages are then evaluated from the evolutionary tracks of Palla & Stahler (1993), which were kindly provided to us by Dr. L. Testi. The values of  $\log g$  determined from stellar masses and radii are in remarkable agreement with those determined spectroscopically.

A spectral type for each star is determined from its effective temperature, by using the Schmidt-Kaler (1982) calibration. The error bars on  $T_{\text{eff}}$  are, in all cases, well within the dispersion around the mean effective temperature ascribed to a given spectral type by Schmidt-Kaler (1982). We are therefore entirely confident that the spectral types we propose are indeed appropriate for the stars' effective temperatures. The remaining uncertainty lies in the Schmidt-Kaler (1982) calibration, but we have confirmed that stellar parameters from other sources, e.g., those listed in Bessell et al. (1998) still yield the same spectral types.

The stellar parameters obtained from this analysis are listed in Table 1.

### 3.2. HD 259431

As shown in Fig. 1, the dereddened spectral energy distribution in the *FUSE* wavelength range is well reproduced by a TLUSTY model with values of  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$  as determined in the previous section once convolved with a rotational velocity of  $V \sin i = 95 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ . Note that the detection of the stellar continuum down to  $\sim 955 \text{ \AA}$  is indeed expected for a star with  $T_{\text{eff}} = 15\,900 \pm 200 \text{ K}$ . We also checked that the same model yields a very good fit to the *IUE* data we obtained from Valenti et al. (2003) and that the hydrogen and helium line profiles predicted by the best fit model are fully consistent with observed profiles in the visible range (Finkenzeller & Jankovics 1984). Therefore, we argue that the stellar parameters provided by the best fit model for HD 259431 (Fig. 1) are the most realistic and accurate ones to-date. Almost all the photospheric features

visible in the *FUSE* spectrum are reproduced by the model, clearly highlighting the CS and/or IS components. Note, for instance, the prominent  $\text{H}_2$  bands in the spectrum, superimposed on the photospheric flux. This demonstrates the power of using a realistic photospheric modelling to estimate the proper level of the stellar continuum.

The higher value of  $R_V$  (3.4) we obtain compared to that of Valenti et al. (2003), for a very similar  $A_V = 0.88$ , clearly indicates that the extinction law departs from the standard interstellar law. This is not surprising for a young Herbig Be star like HD 259431, where CS dust grains with a size distribution differing from that of the average IS medium strongly contribute to scatter and screen the light from the star.

As already pointed out by Grady et al. (1988), *IUE* spectra of HD 259431 show P Cygni profiles in the  $\text{Mg II h \& k}$  lines, which is a sign of a significant stellar wind. At shorter wavelengths, *IUE* spectra also show strong absorption lines of C IV  $\lambda\lambda 1548\text{--}1550$  and Si IV  $\lambda\lambda 1394\text{--}1402 \text{ \AA}$ , blueshifted by up to  $-400 \text{ km s}^{-1}$ . This demonstrates the existence of regions heated to temperatures much higher than  $T_{\text{eff}}$  in the wind of HD 259431. This is similar to what is known of several other Herbig Ae/Be stars (e.g., HD 250550 and the prototypical Herbig Ae star AB Aur); the usual interpretation involves an extended chromosphere embedded in a stellar wind, which is expected to produce highly ionized species.

A direct comparison of our model with the *FUSE* spectrum makes clear that the observed line of the C III multiplet UV 4 at  $1175 \text{ \AA}$  is slightly broader and stronger than the pure photospheric contribution. Given the  $V \sin i$  of the star, the six individual components of the multiplet (at  $\lambda\lambda 1174.93, 1175.26, 1175.59, 1175.71, 1175.98$ , and  $1176.37$ ) are blended together. Measured with respect to the rest wavelength of the bluest component, the extra absorption appears to be blueshifted by  $-305 \text{ km s}^{-1}$ , which suggests that we are detecting a chromosphere/wind contribution to the line.

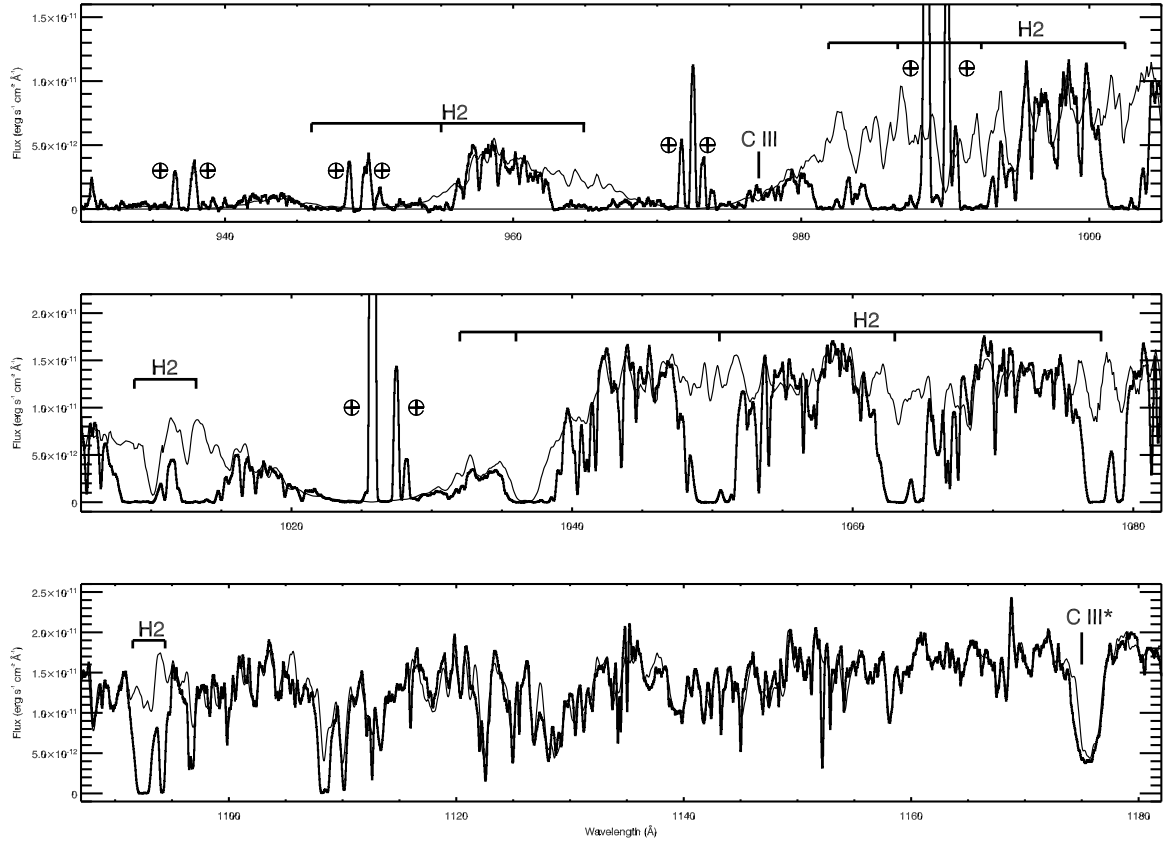
A weak emission line from C III  $\lambda 977 \text{ \AA}$  may also be present, superimposed on the stellar (photospheric) absorption line (see Fig. 1). However, a small change of  $-0.02 \text{ mag}$  in the  $E(B - V)$  value we have used would shift the photospheric model above this weak feature, thus invalidating this detection. Since our determination of  $E(B - V)$  is  $0.26^{+0.01}_{-0.02}$ , we cannot go into much details about this line and simply state that if real, the line shape is consistent with a line formation occurring in an extended, hot, rotating envelope.

Since *IUE* spectra clearly show strong C IV resonance lines in absorption (Grady et al. 1988), a conspicuous emission from the C III  $\lambda 977$  resonance line would be expected in the FUV spectrum of HD 259431. Using a qualitative approach of the line formation, we searched for the physical conditions required to get weak (if any) C III  $\lambda 977$  emission and strong C IV  $\lambda\lambda 1548\text{--}1550$  lines in absorption. We found that the C IV resonance lines form in emission at temperatures higher than  $90\,000 \text{ K}$  for electron densities typical of Herbig Be stars winds ( $n_e \approx 1 \times 10^{12}$ ). On the other hand, at slightly lower temperatures, these lines still form in absorption while C III is mostly depleted, and only a very weak  $\lambda 977$  line can be produced, as observed.



**Table 1.** Astrophysical parameters of the stars, as deduced from the modelling of their *FUSE* spectra.  $V_{\text{rad}}$  are measured in the heliocentric rest frame (Finkenzeller & Jankovics 1984).

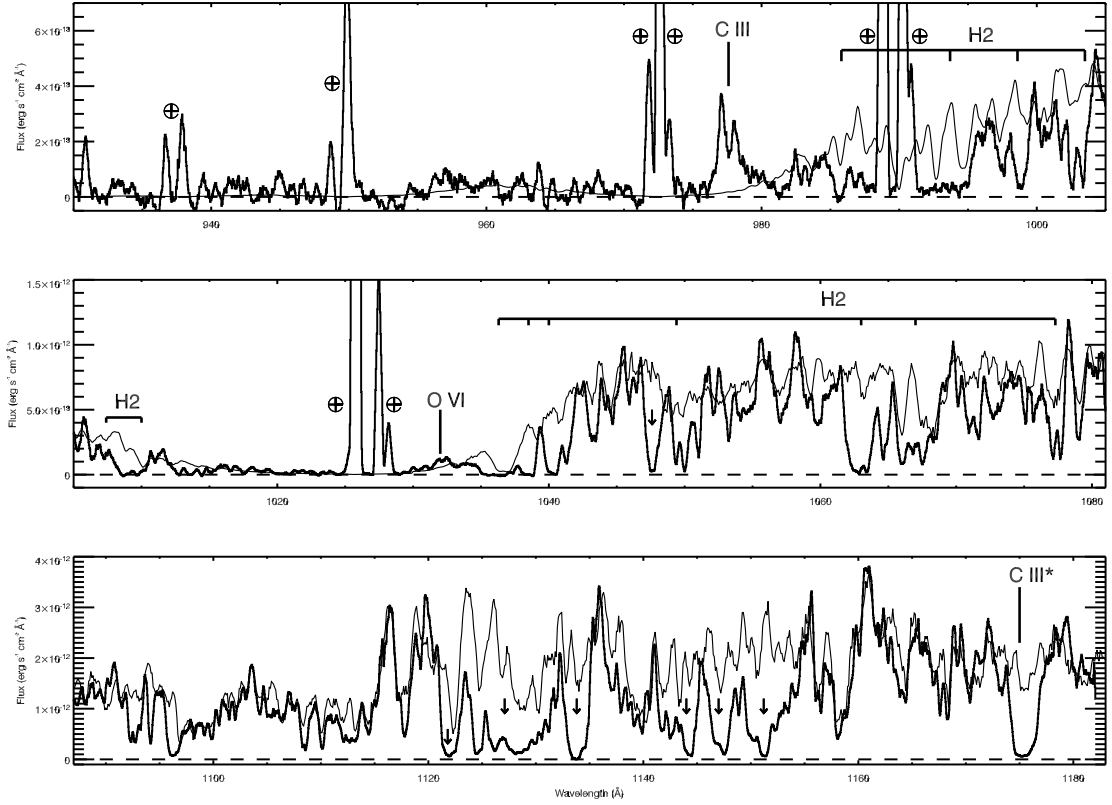
Star	Sp. Type	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	$\log L_*$ ( $L_{\odot}$ )	$R$ ( $R_{\odot}$ )	$M$ ( $M_{\odot}$ )	$V \sin i$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$A_v$ (m)	Age (Myr)	$V_{\text{rad}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
HD 259431	B5	15 900	4.30	2.52	2.4	4.4	$95 \pm 10$	0.88	$\leq 1.0$	+43
HD 250550	B7	12 800	4.20	2.19	2.5	3.6	$110 \pm 10$	0.57	1.0	+31

**Fig. 1.** Comparison between the dereddened HD 259431 *FUSE* spectrum (thick line) and a TLUSTY model with  $T_{\text{eff}} = 15\,900$  K,  $\log g = 4.3$  (thin line). The model is convolved with  $V \sin i = 95 \text{ km s}^{-1}$ . Airglow lines are indicated with  $\oplus$  symbols. The principal prominent absorption troughs caused by molecular hydrogen are indicated throughout the spectrum.

Going to higher ionization potentials, no emission lines from the O VI  $\lambda\lambda 1032\text{--}1038$  resonance doublet are apparent. With the upper error bar on  $E(B - V)$ , we are still confident that no O VI lines are detected in HD 259431, as the corrected flux is still below the model's flux in the doublet spectral range. The absence of high temperature emission may be due to overlying absorption from molecular hydrogen; the amount of absorption we find in Sect 4.2.1 likely is large enough to suppress emission components in both lines,  $\lambda 1032$  and  $\lambda 1038$  (see e.g. Roberge et al. 2001 in the case of AB Aur for a lower molecular column density). On the other hand, since temperatures lower than 90 000 K are favoured by the C IV resonance lines being in absorption, it is unlikely that O VI is actually present in the star's envelope.

### 3.3. HD 250550

As shown in Fig. 2, the observed dereddened spectral energy distribution in the *FUSE* wavelength range is well reproduced by a TLUSTY model with values of  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$  as determined in Sect. 3.1, once convolved with a rotational velocity of  $V \sin i = 110 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ . Note the detection of the stellar continuum down to  $\sim 1000 \text{ \AA}$ , as expected for a star with  $T_{\text{eff}} = 12\,800 \pm 200 \text{ K}$ , and the strong absorption features, indicated with vertical arrows, which are much stronger than predicted by the photospheric model. The origin and nature of these prominent features are discussed below. We also checked that the same model yields a very good fit to the *IUE* data we obtained from Valenti et al. (2003).



**Fig. 2.** Comparison between the dereddened HD 250550 *FUSE* spectrum (thick line) and a TLUSTY model with  $T_{\text{eff}} = 12\,800\text{ K}$ ,  $\log g = 4.2$  (thin line). The model is convolved with  $V \sin i = 110\text{ km s}^{-1}$ . Airglow lines are indicated with  $\oplus$  symbols. The principal prominent absorption troughs due to  $\text{H}_2$  are indicated throughout the spectrum. The presence of wind features due to Fe II and/or N I is evidenced by vertical arrows in the LiF2A channel (between 1090 and 1180 Å).

From the model, we derived an extinction law with  $E(B - V) = 0.22 \pm 0.02$  and  $R_V = 2.6$ , and thus  $A_V = 0.57$ . The extinction towards HD 250550 is therefore very different from interstellar extinction. Our value for  $A_V$  is in good agreement with the value determined by Hillenbrand et al. (1992) from IR and optical photometry, while our  $E(B - V)$  is similar to the value implied by the  $A_V$  of Valenti et al. (2003), assuming  $R_V = 3.1$ .

In the *FUSE* spectrum, a clear emission line due to C III 977 Å is present in the SiC2A channel (see Fig. 2). The line is double-peaked, having a well-marked central depression that is redshifted by  $+300\text{ km s}^{-1}$  with respect to the rest wavelength in the star's rest frame. The blue peak is redshifted by  $+35\text{ km s}^{-1}$ , while the red one is at  $+375\text{ km s}^{-1}$ . A broad emission wing extends farther to the red, up to  $\approx 980\text{ Å}$  (i.e.  $+1000\text{ km s}^{-1}$ ), making the total width of the line  $\Delta V \approx 1350\text{ km s}^{-1}$ . While a detailed modelling of the processes leading to the formation of emission in C III is beyond the scope of the present paper, the observed behavior can be interpreted in the context of the chromospheric scenario proposed by Bouret & Catala (1998) to account for the formation of P Cygni profiles at H $\alpha$  and Mg II h & k, and C IV  $\lambda\lambda 1548\text{--}1550$  lines in absorption. The model assumes that an extended chromosphere of moderate temperature ( $T_{\text{max}} = 20\,000\text{ K}$ ) is embedded in a

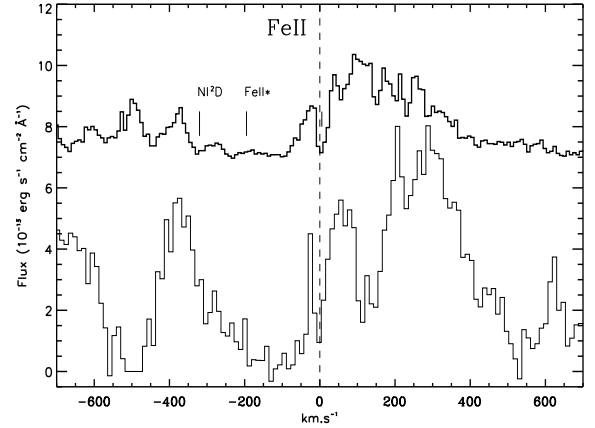
strong stellar wind ( $\dot{M} = 3 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ,  $V_{\infty} = 450\text{ km s}^{-1}$ ). In the model, the temperature drops down very steeply after the chromospheric region, and the outermost regions of the wind are therefore isothermal ( $T_{\text{out}} = 3000\text{ K}$ ). In this framework, the blue peak ( $V = +35\text{ km s}^{-1}$ ) might correspond to a wind emission while the redmost peak ( $V = +375\text{ km s}^{-1}$ ) would be produced by accretion onto the star. Indeed, we have checked that, in the chromosphere + wind model, by Bouret & Catala (1998), the line forms in emission and reproduces well the observed blue peak of the line. As a matter of fact, this blue peak corresponds to the emission component of a P Cygni profile whose blueshifted absorption component is not seen because of the very low level of the continuum below 977 Å. The red peak and its broad wing, on the other hand, suggest that an active phase of (magnetospheric) accretion (e.g., Muzerolle et al. 2001) was underway at the time of our *FUSE* observation.

A comparison of the TLUSTY model and the LiF2A spectrum near 1175 Å shows clearly that the observed C III (multiplet 4) line is mostly non-photospheric. The line is very broad, with  $\Delta V \approx 1000\text{ km s}^{-1}$ . Given the high  $V \sin i$  of the star, the six individual components of the multiplet are blended together. Measured with respect to the rest wavelength of the bluest and redmost component, the blue and red side of

the observed profile are located at  $\Delta V_{\text{blue}} \approx -360 \text{ km s}^{-1}$  and  $\Delta V_{\text{red}} \approx +270 \text{ km s}^{-1}$ , respectively. The chromosphere + wind model, established through the modelling of C IV  $\lambda\lambda 1548-1550$ , H $\alpha$ , Mg II  $\lambda\lambda 2795-2802$ , predicts that the line should form as a blueshifted absorption line. The blue edge of this profile, which indicates the wind's maximal velocity in the line formation region, is at  $-320 \text{ km s}^{-1}$ . This is in fairly good agreement with the velocity measured for C III  $\lambda 1175$ , given that no adjustments were made to the model, for the specific case of these new data. On the other hand, the theoretical line is not as strong as the observed one, which suggests either that C III in excited states is not predicted correctly by the chromospheric model or that significant amounts of this ion are located on the line of sight and are produced by different mechanisms.

The  $\lambda 1032$  component of the O VI resonance doublet is clearly present in the LiF1A spectrum of HD 250550, while the  $\lambda 1038$  component is completely suppressed by broad H<sub>2</sub> absorption lines near  $1037 \text{ \AA}$  and  $1039 \text{ \AA}$ . The complex shape of the  $\lambda 1032$  O VI line cannot result from the superposition of H<sub>2</sub> lines on a more regular, but clearly non-Gaussian emission line profile, as these H<sub>2</sub> lines correspond to high  $J$ -levels ( $J > 4$ ) that are not seen in other parts of the spectrum. The velocity shifts of the two peaks of the profile and the central trough,  $\Delta V_{\text{blue}} \approx +90 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\Delta V_{\text{trough}} \approx +400 \text{ km s}^{-1}$  and  $\Delta V_{\text{red}} \approx +630 \text{ km s}^{-1}$ , respectively, make the observed line profile reminiscent of the C III  $\lambda 977$  profile. On the other hand, it is rather unlikely that the O VI line is optically thick, as it should be if it was indeed formed in the massive wind of HD 250550. The similarity with the profile of C III  $\lambda 977$  is likely fortuitous and the line may rather form in magnetically channelled accretion onto the stellar surface. In this respect, it is worth noting that our analysis of the absorption lines of Fe II and Fe III present in the HD 250550 *FUSE* spectrum (see Sect. 4.1.2) shows that the ionization ratio between these two ions is such that temperatures higher than  $20\,000 \text{ K}$  are ruled out for the wind; this is an independent confirmation that the chromospheric model of Bouret & Catala (1998) is an adequate description of HD 250550. Therefore, a wind origin for the O VI line is unlikely since temperatures of a few  $10^5 \text{ K}$  are required to ionize O V.

The presence of a strong stellar wind is also further strengthened by the strong absorption features in LiF2A segment. These features most likely correspond to fine structure transitions of Fe II formed in the wind of HD 250550. In *IUE* data, the Fe II lines around  $2600 \text{ \AA}$  show the same structure (see Fig. 3), namely a broad, blueshifted, absorption component. An additional narrow component is observed at the star's velocity and likely corresponds to CS gas. The *IUE* lines are easier to interpret as they are less severely blended with each other than those in the *FUSE* range. The maximum blueshift measured on the Fe II lines, both in *FUSE* and *IUE* spectra, is  $\Delta V \approx -350 \text{ km s}^{-1}$ , i.e., fully consistent with a line formation taking place in the wind. Note that one of these broad wind features corresponds to the NI triplet near  $\lambda 1135$ , the others to Fe II excited and fine structure lines. Because of the severe blends we have mentioned, the modelling of Fe II lines formation in stellar winds is a complex task, which we plan to undertake in a forthcoming paper. Finally, we checked carefully that



**Fig. 3.** Fe II lines observed by *FUSE* at  $1145 \text{ \AA}$  (top curve) and *IUE* at  $2586 \text{ \AA}$  (bottom curve). The  $x$ -axis shows velocities in the star's rest frame. The  $y$ -axis is in units of  $10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$  (fluxes not corrected for reddening); the *FUSE* spectrum was shifted upward by +7 for the sake of clarity. The lines show the same overall structure, namely a blueshifted, broad, component and a narrow component observed at the star's velocity (dashed line). Fe II\* and Ni<sup>2</sup>D lines are blended with the Fe II line in the *FUSE* data.

if some of the other atomic species detected in the spectrum (see Sect. 4.1.2) present such wind components in addition to the CS components at the star's velocity, we are unable to detect them as they all fall within those produced by Fe II. Therefore, we cannot rule out the possibility that these species also form partly in the wind of HD 250550.

#### 4. Analysis of the stellar environment

Once the purely stellar analysis was completed, we undertook a thorough analysis of the narrow absorption lines present in the two spectra that are not accounted for by the photospheric models. These absorption lines correspond to electronic transitions from the ground level, as well as fine structure or excited levels. The spectra also show numerous lines from molecular hydrogen.

The analysis of the absorption lines in the observed spectra was performed using the OWENS package, written by Dr. M. Lemoine (see Lemoine et al. 2002). OWENS is a versatile profile fitting program, which treats all the lines of a given ion simultaneously, throughout all of the *FUSE* spectral channels, when necessary. Intrinsic line profiles for atomic/ionic species are modelled by Voigt profiles and are further convolved with a Gaussian to simulate the instrumental line spread function. The continuum is locally fitted with polynomials (of up to 14th degree, if necessary). We used FUV wavelengths and oscillator strengths tabulated by Morton (2000). Electronic transitions of H<sub>2</sub> were modelled using data tabulated in Abgrall et al. (1993a,b), Abgrall et al. (2000) and Balakrishnan et al. (1999).

For each ion and/or molecule (CS or/and IS),  $\chi^2$  fitting of unsaturated and/or damped lines provides estimates of the corresponding column densities. Radial velocities can be

measured on unsaturated lines, while intrinsic line widths (denoted herein by  $b$ ) are usually determined from saturated lines. Our estimates of these quantities are tabulated adopting conservative  $2\sigma$  error bars.

For each element and ionization stage, we have measured the column density in the different energy levels, on the basis of the profile fitting procedure described above. The procedure is illustrated in Figs. 4a and 4b for the specific case of Fe II in HD 259431 and HD 250550, respectively.

Tables 2 and 3 summarize our results. Detailed comments on the individual species follow below.

#### 4.1. Atomic species

##### 4.1.1. HD 259431

- N I – No column density could be measured for N I. Although the full resonance triplet is seen, each one of the three components is saturated. No transitions from excited levels are seen; this could be a consequence of the higher  $T_{\text{eff}}$  of HD 259431, which perhaps shifts the ionization balance towards N II. N II lines in the *FUSE* spectral range that might confirm this speculation coincide with strongly saturated photospheric lines.

We measured a radial velocity for the three saturated but still reasonably sharp lines of the resonance triplet; these lines are redshifted by about  $15 \text{ km s}^{-1}$  (see Table 4).

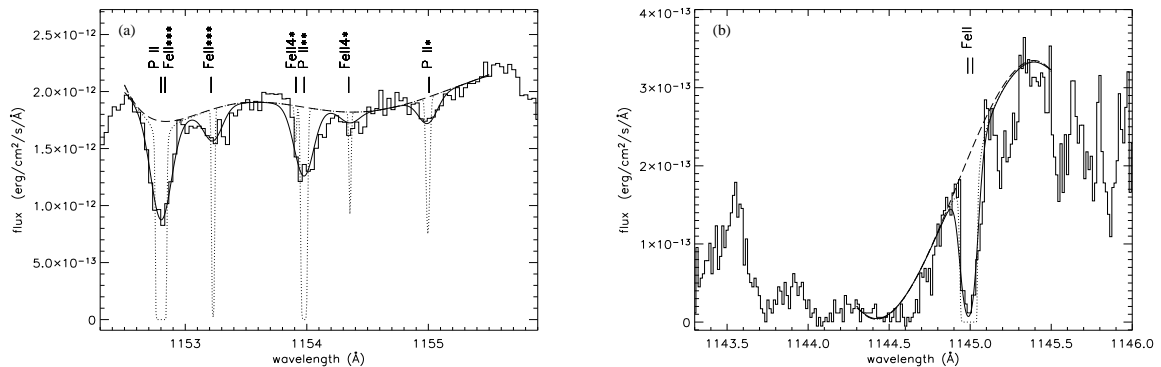
- O I – Resonance lines and fine structure lines from this ion fall in the *FUSE* bandpass. The flux level and signal-to-noise ratio of the spectrum in the LiF1A are high enough that we can detect absorption lines from the three lowest energy levels. We also detect the metastable  $\lambda 1152.15$  line from the first excited level (at  $15867.86 \text{ cm}^{-1}$ ). All O I lines are saturated. Line fitting with one component yields damped lines and very high values for the column densities ( $10^2$  times higher than  $\text{H}_2$  column densities) which are incompatible with the general properties of CS or IS media. Our  $\chi^2$  tests on the column densities favour two component models.
- P II – Two resonance lines and several lines from the first two fine structure levels of P II are observed. For the ground level and the fine structure level at  $469.12 \text{ cm}^{-1}$ , the column densities were estimated from the unsaturated lines at  $1142.9 \text{ \AA}$  and  $1159 \text{ \AA}$ . Saturated lines arising from the same levels were used to derive  $b$  value. All of the lines from the first fine structure level (at  $164.90 \text{ cm}^{-1}$ ) are unsaturated.
- Ar I – Two Ar I resonance lines fall in the *FUSE* spectral range and are observed in HD 259431. Two components are required to fit the lines (same comments as for O I), but both lines are saturated, preventing accurate measurements of the radial velocity and column density.
- Mn II – Three resonance lines of Mn II are observed within the LiF2A channel. These lines are weak and unsaturated. One of them, at  $1164.208 \text{ \AA}$ , is characterized by a larger radial velocity shift than the other two. The same phenomenon is observed in the *FUSE* spectra of HD 250550 (see below) and HD 100546, another Herbig star (Deleuil, private communication). The discrepancy strongly suggests

that the theoretical wavelength of this transition may be wrong.

- Fe II – Several absorption lines arising from ground and excited levels up to  $977 \text{ cm}^{-1}$  are observed (see Fig 4a), allowing a complete analysis of this ion in terms of column densities, radial velocity and  $b$ .
- Fe III – This ion is, roughly, as abundant as Fe II. The presence of such an ion in the CS environment of a B5 V star implies that a significant source of non-radiative heating exists in the vicinity of the star. This ion must be produced by collision processes involving relatively dense gas. Indeed, the photoionization threshold from Fe II to Fe III is high enough ( $16.19 \text{ eV}$ ) that it requires photons shortward of  $766 \text{ \AA}$ , where the stellar flux of a  $15\,900 \text{ K}$  star like HD 259431 is virtually zero.

##### 4.1.2. HD 250550

- N I – The strongest line of the resonance triplet,  $\lambda 1135$ , is observed. The other two components are canceled by strong saturated lines from the stellar wind. Numerous lines arising from the first two excited levels are seen. Because the only resonance line available is saturated, the total column density of N I we derived from the excited levels must be considered as a lower limit.
- O I – None of the few O I resonance and fine structure lines within the *FUSE* wavelength range is observed in HD 250550. This is also true for the  $\lambda 1152.15$  line from the first excited level, which lies at the bottom of a highly saturated wind line from Fe II (see below). The detection of [O I]  $6300 \text{ \AA}$  line by Böhm & Catala (1994) suggests that this ion must nevertheless be present in the environment of HD 250550, but unfortunately we cannot claim a detection on the basis of our *FUSE* data.
- P II – Same comments as for HD 259431.
- Cl I and Cl II – In contrast to HD 259431, we detect fairly large amounts of Cl I and Cl II in the spectrum of HD 250550.
- Ar I – The two Ar I resonance lines in the *FUSE* domain are observed. One is saturated, the second is not. This is a favourable situation that allows us to accurately estimate the gas column density, the intrinsic line width and radial velocity from only two lines.
- Mn II – Three weak and unsaturated resonance lines of Mn II are observed. Same comments as for HD 259431.
- Fe II – Because of the presence of the strong stellar wind, as described in Sect. 3.3, we have not used the photospheric model to estimate the stellar continuum level at the wavelengths of these lines. Instead, the apparent continuum was fixed locally using polynomials, as illustrated in Fig. 4b. Two components are needed to fit the Fe II lines in the HD 250550 spectrum. Lines from the ground and excited levels up to  $3117.46 \text{ cm}^{-1}$  are observed for one component, while only transitions from levels up to  $667.68 \text{ cm}^{-1}$  are detected for the second one. In a few cases, as for levels at  $2430.10 \text{ cm}^{-1}$  and  $2837.95 \text{ cm}^{-1}$ , the column densities



**Fig. 4.** Examples of fits to lines from atomic species. The observed spectra (thin line) are not corrected for reddening. The OWENS profile fitting procedure fits the stellar continuum (dashed line) by a polynomial, the intrinsic line profile (dotted line), and the resulting profile (thick line). **a)** LiF1B spectrum of HD 259431 around 1154 Å. Note that several species and different excitation states can be fitted in the same spectral window. **b)** LiF2A segment of HD 250550 around 1145 Å. The Fe II lines are blended with the red wing of a prominent wind feature that extends blueward, up to  $-350 \text{ km s}^{-1}$  (see Fig. 3).

could not be derived properly, as most of the corresponding lines are saturated.

- Fe III – The resonance line at  $1122.53 \text{ Å}$  falls at the bottom of a strong absorption feature and is not observed. On the other hand, lines from excited levels are clearly detected. For levels at  $436.20 \text{ cm}^{-1}$  and  $1027.30 \text{ cm}^{-1}$ , the column densities of Fe III could not be reliably estimated, the majority of the lines from these levels being saturated. Same comments as for HD 259431 concerning the collisional origin of this ion.

#### 4.2. Atomic and molecular hydrogen

The *FUSE* spectral range contains the Lyman ( $B \rightarrow X$ ) and Werner ( $C \rightarrow X$ ) systems of molecular hydrogen, which all lie in the spectral region between 844 and  $1126 \text{ Å}$ . In this wavelength band, the observed lines correspond to electronic transitions. As expected, the far-UV spectra of our stars, which are significantly reddened, exhibit a wealth of  $H_2$  absorption lines, although the contributions from molecular hydrogen differ widely from one star to the other.

Column densities for individual levels were measured with the program OWENS. For each spectral window of interest, we fit all available lines arising from all or any  $J$ -levels simultaneously. This serves to decrease the errors which arise in the continuum level because of overlapping wings of adjacent lines (see Fig. 5).  $2\text{-}\sigma$  error bars on column densities were estimated through a  $\chi^2$  procedure. Results from this fitting process are tabulated in Table 3.

##### 4.2.1. HD 259431

We have identified  $H_2$  lines corresponding to  $J = 0$  to  $J = 9$  in the ground vibrational state, with a line with  $J = 10$  marginally detected. Moreover, transitions arising from various rotational levels (as high as  $J = 5$ ) in the first excited vibrational state of the ground electronic state are also detected.

As far as atomic hydrogen is concerned, we took advantage of *IUE* spectra to model the Ly $\alpha$  line. Despite the presence of a strong contamination by geocoronal Ly $\alpha$  emission, we see some weak emission at the bottom of the observed Ly $\alpha$  line. This emission is redshifted with respect to the rest wavelength ( $\Delta\lambda = 0.52 \text{ Å}$ , i.e.  $\Delta V \approx 130 \text{ km s}^{-1}$ ) and most likely corresponds to the red component of a double-peaked profile produced in the rotating chromosphere of the star. The expected blue component in Ly $\alpha$  is not seen because it is blended with geocoronal emission. The emission is weak enough that we can safely neglect it when measuring the column density of interstellar neutral hydrogen; using our photospheric model, we find  $N(\text{H I}) = 1.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . This result was checked and confirmed by using the *IUE* spectrum of a main-sequence analog, HD 25340, as a template instead of our model. As expected, the derived  $N(\text{H I})$  is insensitive to the adopted  $b$ -value.

##### 4.2.2. HD 250550

$H_2$  lines are detected up to  $v = 0$ ,  $J = 4$ . Higher rotational  $J$ -levels and vibrational levels are beyond the detection limit, because of the steep decrease in flux and lower signal-to-noise ratio of the data caused by the later spectral type of this star. The low signal-to-noise ratio is responsible for the rather high uncertainty in the determination of the column density of these levels.

Quite surprisingly for a star showing C III or even O VI lines, Ly $\alpha$  emission is not detected in high resolution *IUE* spectra (Blondel et al. 1993). This might be an observational bias, since, for stars earlier than A1 and later than B3, the stellar continuum flux is bright enough around  $1215 \text{ Å}$  to hinder the detection of Ly $\alpha$  emission. Yet, as pointed out by Blondel et al. (1993), the fact that no Ly $\alpha$  emission is detected means that chromospheric Ly $\alpha$  photons are fully absorbed in the extended CS envelope formed by the stellar wind. The modelling of HD 250550 (see Sect. 3.3) helps establish the total interstellar absorption due to hydrogen,  $N(\text{H I}) = 9.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . Here again, the column density is insensitive to the adopted  $b$ -value.

**Table 2.** Summary of the column densities of various the atomic species present in the spectra of HD 259431 and HD 250550 and analysed with OWENS.

Element	Energy levels (cm <sup>-1</sup> )	HD 259431	HD 250550
		<i>N</i> (cm <sup>-2</sup> )	<i>N</i> (cm <sup>-2</sup> )
N I	0.00	— <sup>b</sup>	— <sup>b</sup>
N I	19224.46	— <sup>a</sup>	4.37 <sup>+2.29</sup> <sub>-2.06</sub> × 10 <sup>15</sup>
N I	28838.92	— <sup>a</sup>	2.19 <sup>+0.31</sup> <sub>-0.68</sub> × 10 <sup>15</sup>
O I	0.00	— <sup>b</sup>	— <sup>a</sup>
O I	158.26	— <sup>b</sup>	— <sup>a</sup>
O I	226.98	— <sup>b</sup>	— <sup>a</sup>
O I	15867.86	— <sup>b</sup>	— <sup>a</sup>
P II	0.00	1.78 <sup>+1.20</sup> <sub>-1.24</sub> × 10 <sup>16</sup>	7.59 <sup>+1.66</sup> <sub>-2.77</sub> × 10 <sup>13</sup>
P II	164.9	2.69 <sup>+1.12</sup> <sub>-1.08</sub> × 10 <sup>13</sup>	2.88 <sup>+1.49</sup> <sub>-0.55</sub> × 10 <sup>13</sup>
P II	469.12	3.63 <sup>+1.97</sup> <sub>-1.99</sub> × 10 <sup>13</sup>	1.00 <sup>+0.85</sup> <sub>-0.76</sub> × 10 <sup>14</sup>
Cl I	0.00	— <sup>a</sup>	1.58 <sup>+0.55</sup> <sub>-0.73</sub> × 10 <sup>14</sup>
Cl I	882.35	— <sup>a</sup>	1.26 <sup>+0.23</sup> <sub>-0.33</sub> × 10 <sup>14</sup>
Cl II	0.00	— <sup>a</sup>	1.00 <sup>+0.95</sup> <sub>-0.26</sub> × 10 <sup>15</sup>
Cl II	696.00	— <sup>a</sup>	1.51 <sup>+1.05</sup> <sub>-0.73</sub> × 10 <sup>15</sup>
Cl II	996.47	— <sup>a</sup>	1.58 <sup>+1.04</sup> <sub>-0.27</sub> × 10 <sup>14</sup>
Ar I	0.00	— <sup>b</sup>	3.98 <sup>+0.69</sup> <sub>-3.76</sub> × 10 <sup>15</sup>
Mn II	0.00	4.79 <sup>+2.21</sup> <sub>-1.34</sub> × 10 <sup>14</sup>	1.58 <sup>+0.98</sup> <sub>-0.45</sub> × 10 <sup>15</sup>
Fe II	0.00	1.99 <sup>+1.01</sup> <sub>-0.96</sub> × 10 <sup>15</sup>	2.88 <sup>+1.55</sup> <sub>-2.00</sub> × 10 <sup>17</sup> (1) 3.02 <sup>+0.67</sup> <sub>-1.32</sub> × 10 <sup>17</sup> (2)
Fe II	384.79	1.91 <sup>+1.00</sup> <sub>-1.05</sub> × 10 <sup>14</sup>	1.58 <sup>+0.40</sup> <sub>-0.89</sub> × 10 <sup>15</sup> (1) 1.86 <sup>+0.56</sup> <sub>-0.76</sub> × 10 <sup>14</sup> (2)
Fe II	667.68	1.70 <sup>+0.59</sup> <sub>-0.51</sub> × 10 <sup>14</sup>	1.26 <sup>+0.61</sup> <sub>-0.22</sub> × 10 <sup>16</sup> (1) 3.89 <sup>+0.46</sup> <sub>-1.27</sub> × 10 <sup>15</sup> (2)
Fe II	862.61	1.26 <sup>+0.28</sup> <sub>-0.51</sub> × 10 <sup>14</sup>	1.20 <sup>+0.30</sup> <sub>-0.66</sub> × 10 <sup>14</sup> (1)
Fe II	977.05	3.98 <sup>+3.96</sup> <sub>-1.85</sub> × 10 <sup>13</sup>	1.00 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.18</sub> × 10 <sup>15</sup> (1)
Fe II	1872.57	— <sup>a</sup>	1.91 <sup>+0.74</sup> <sub>-0.61</sub> × 10 <sup>15</sup> (1)
Fe II	2430.10	— <sup>a</sup>	— <sup>b</sup> (1)
Fe II	2837.95	— <sup>a</sup>	— <sup>b</sup> (1)
Fe II	3117.46	— <sup>a</sup>	1.66 <sup>+0.26</sup> <sub>-0.59</sub> × 10 <sup>15</sup> (1)
Fe III	0.00	— <sup>b</sup>	— <sup>a</sup>
Fe III	436.20	— <sup>b</sup>	— <sup>b</sup>
Fe III	738.88	6.76 <sup>+2.28</sup> <sub>-4.66</sub> × 10 <sup>14</sup>	3.55 <sup>+1.03</sup> <sub>-2.05</sub> × 10 <sup>15</sup>
Fe III	932.40	2.51 <sup>+1.32</sup> <sub>-0.99</sub> × 10 <sup>14</sup>	2.00 <sup>+0.48</sup> <sub>-0.64</sub> × 10 <sup>14</sup>
Fe III	1027.30	2.63 <sup>+3.85</sup> <sub>-1.36</sub> × 10 <sup>13</sup>	— <sup>b</sup>

<sup>a</sup> Lines not observed.<sup>b</sup> Lines observed but strongly saturated.

(1) First component from the fitting process (see text for details).

(2) Second component from the fitting process.

and is unchanged if we use a main-sequence star template observation instead of a theoretical model.

## 5. Discussion

Results from the analysis presented in the previous sections provide us with the fundamental quantities required to determine the total column density of hydrogen atoms  $N_{\text{H}} = N(\text{H I}) + 2N(\text{H}_2)$ . We obtain  $N_{\text{H}}$  (HD 259431) =  $2.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  and  $N_{\text{H}}$  (HD 250550) =  $9.4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . These column densities

**Table 3.** H<sub>2</sub> column densities with 2- $\sigma$  error bars.

H <sub>2</sub>	<i>v</i>	HD 259431	HD 250550
		<i>N</i> (cm <sup>-2</sup> )	<i>N</i> (cm <sup>-2</sup> )
<i>J</i> = 0	0	2.51 <sup>+0.89</sup> <sub>-0.77</sub> × 10 <sup>20</sup>	4.71 <sup>+6.28</sup> <sub>-2.77</sub> × 10 <sup>18</sup>
<i>J</i> = 1	0	1.78 <sup>+0.91</sup> <sub>-0.66</sub> × 10 <sup>20</sup>	1.29 <sup>+0.24</sup> <sub>-0.79</sub> × 10 <sup>19</sup>
<i>J</i> = 2	0	5.01 <sup>+1.91</sup> <sub>-2.01</sub> × 10 <sup>18</sup>	4.90 <sup>+1.83</sup> <sub>-2.89</sub> × 10 <sup>17</sup>
<i>J</i> = 3	0	7.02 <sup>+2.98</sup> <sub>-3.04</sub> × 10 <sup>16</sup>	3.89 <sup>+4.92</sup> <sub>-1.98</sub> × 10 <sup>16</sup>
<i>J</i> = 4	0	8.96 <sup>+9.19</sup> <sub>-2.78</sub> × 10 <sup>14</sup>	1.82 <sup>+2.17</sup> <sub>-1.20</sub> × 10 <sup>15</sup>
<i>J</i> = 5	0	5.70 <sup>+1.82</sup> <sub>-1.91</sub> × 10 <sup>14</sup>	
<i>J</i> = 6	0	5.51 <sup>+1.17</sup> <sub>-2.35</sub> × 10 <sup>14</sup>	
<i>J</i> = 7	0	1.42 <sup>+0.57</sup> <sub>-0.79</sub> × 10 <sup>14</sup>	
<i>J</i> = 8	0	3.41 <sup>+2.32</sup> <sub>-3.28</sub> × 10 <sup>13</sup>	
<i>J</i> = 9	0	6.25 <sup>+6.01</sup> <sub>-4.36</sub> × 10 <sup>13</sup>	
<i>J</i> = 0	1	2.82 <sup>+0.91</sup> <sub>-0.90</sub> × 10 <sup>13</sup>	
<i>J</i> = 1	1	1.17 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.48</sub> × 10 <sup>14</sup>	
<i>J</i> = 2	1	1.05 <sup>+0.22</sup> <sub>-0.37</sub> × 10 <sup>14</sup>	
<i>J</i> = 3	1	1.70 <sup>+0.45</sup> <sub>-0.52</sub> × 10 <sup>14</sup>	
<i>J</i> = 4	1	1.23 <sup>+0.26</sup> <sub>-0.47</sub> × 10 <sup>14</sup>	
<i>J</i> = 5	1	9.12 <sup>+0.27</sup> <sub>-2.91</sub> × 10 <sup>13</sup>	
Total H <sub>2</sub>	(0)	4.34 <sup>+1.23</sup> <sub>-1.55</sub> × 10 <sup>20</sup>	1.81 <sup>+0.89</sup> <sub>-1.09</sub> × 10 <sup>19</sup>
Total H <sub>2</sub>	(1)	6.34 <sup>+1.15</sup> <sub>-2.22</sub> × 10 <sup>14</sup>	

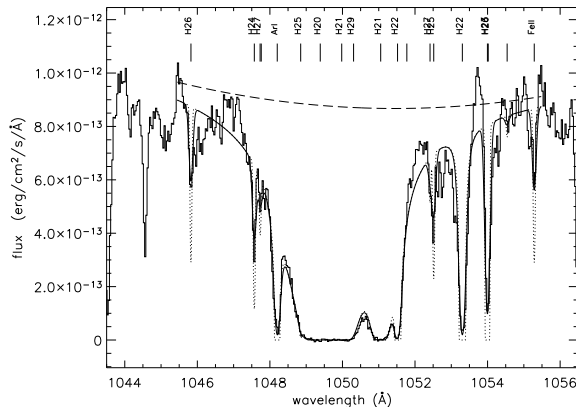
are somewhat higher than the usual ones for diffuse molecular clouds but are compatible with typical values for circumstellar envelopes.

The molecular hydrogen abundance is sensitive to the formation/destruction equilibrium of H<sub>2</sub> in diffuse gas, where FUV radiation competes with the formation of dust grains to determine the relative abundances of H<sub>2</sub>. In terms of the total column densities of H I and H<sub>2</sub>, the fraction of hydrogen atoms in molecular form is given by:

$$f(\text{H}_2) = 2N(\text{H}_2)/(2N(\text{H}_2) + N(\text{H I})).$$

This quantity directly expresses the number of hydrogen nuclei bound into H<sub>2</sub>. Therefore the observed molecular fraction is a measure of interaction between formation and destruction, and it can be modified both by reduced formation rate on dust grains and by enhanced photo-dissociating radiation.

For HD 259431 and HD 250550 we find that  $f_{\text{H}_2} = 0.35$  and  $f_{\text{H}_2} = 0.04$ , respectively. In the first case,  $f_{\text{H}_2}$  is slightly lower than values found for stars with similar  $E(B - V)$  that have been observed with *COPERNICUS* or *FUSE* (e.g., Savage et al. 1977; Gry et al. 2002), while it is surprisingly low for a late Herbig Be star like HD 250550. Note that for the A0 V star AB Aur, Roberge et al. (2001) measured a molecular hydrogen fraction  $f_{\text{H}_2} = 0.31$ , which is very close to our estimate for HD 259431. The much lower molecular fraction in HD 250550 may indicate a less efficient formation of H<sub>2</sub> molecules on dust grains in the CS environment of this star, as photo-dissociation is less efficient in HD 250550 than in the hotter HD 259431. A quantitative modelling, using the methods described by Gry et al. (2002) or Tumlinson et al. (2002) would allow further investigation of this issue, but is far beyond the scope of the present paper.



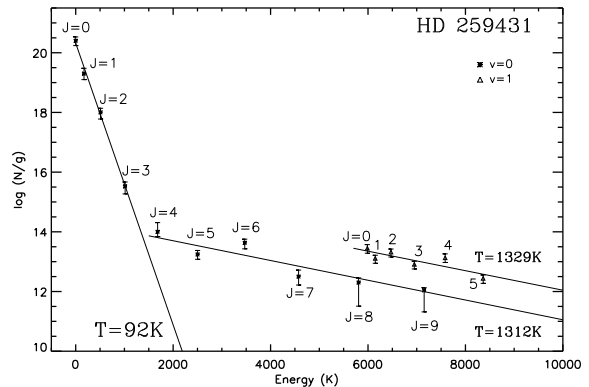
**Fig. 5.** Example of fit of  $H_2$  lines in the observed spectrum of HD 259431 (solid, thin line). The OWENS profile fitting procedure fits the stellar continuum (dashed line), the intrinsic line profile (dotted line), and the resulting profile (thick line). Up to nine lines are fitted together on this plot. The  $H_2$  levels are marked H20 for ( $v = 0$ ,  $J = 0$ ), H21 for ( $v = 0$ ,  $J = 1$ ) etc. Ar I and Fe II lines are also present in this range and are labeled at the top of the plot.

### 5.1. HD 259431

Figure 6 presents the excitation diagram corresponding to the  $H_2$  column densities derived from our *FUSE* spectrum of HD 259431. This plot shows that three temperatures are needed to fit the measurements. The  $v = 0$  levels up to  $J = 3$  are consistent with a kinetic temperature of  $T_{03} = 92 \pm 5$  K, which is higher than the typical temperature of the diffuse IS medium (Gry et al. 2002). Higher  $v = 0$  levels, with  $4 \leq J \leq 9$ , and the vibrationally excited  $v = 1$  levels are compatible with thermal equilibrium at much higher temperatures of  $T_{49} = 1312 \pm 250$  K and  $T_{(v=1)} = 1329 \pm 280$  K, respectively. Note that the very presence of absorption lines of vibrationally excited levels in the spectrum of a mid-B star is generally regarded as an indication that warm  $H_2$  is present on the line of sight.

These results favour an interpretation in terms of multi-temperature components for the gas, much like what was found for the later A0 V star AB Aur on the basis of near-IR observations of the CO molecule (Brittain et al. 2003). According to these authors, the CO emission is best interpreted as coming from two places in a flared CS disk around the star: (i) a hot gas component ( $T \approx 1500$  K) at the inner rim of the disk, i.e., beyond 0.5 AU from the star; (ii) a cold gas component ( $T \approx 100$  K) located at distances  $\geq 8$  AU and farther out from the star. We refer to this paper for details about the data and their interpretation in the framework of the flared-disk model of Dullemond et al. (2001). It is also worth mentioning that the mid-IR observations of HD 259431 by Polomski et al. (2002) are consistent with a model of a moderately flared CS disk. These authors also concluded that the large-scale extended emission they observe likely originates from transiently heated dust grains. The mean temperature they measured for the surrounding dust envelope (over 1700 AU) is 270 K.

Scaling the Dullemond et al. (2001) results to HD 259431 luminosity, we find that the two hot components of  $H_2$  should



**Fig. 6.** Excitation diagram for  $H_2$  in HD 259431. The slope for the column densities of the low  $J$ -levels (from  $J = 0$  to  $J = 3$ ) is much steeper than for the higher ( $v = 0$ ,  $J = 4-9$ ) levels and vibrationally excited levels. This reveals both cold and warm components with three different kinetic temperatures (see text).

be located within 3.8 AU from the star while the cold component should be at and beyond 43 AU. The moderate velocity shifts (from  $+13$  km s $^{-1}$  to  $+18$  km s $^{-1}$ , see Table 4) we observe in the  $H_2$  lines are compatible with this interpretation.

Concerning the atomic species, the scatter of the radial velocities (see Table 4) is such that any conclusion about the CS/IS nature of the gas is bound to be tentative. Many of these species, like Fe II, Fe III and P II, show several absorption lines corresponding to electronic transitions from fine structure levels. This favors a CS (warm/hot medium) rather than an IS (cold medium) origin for this component, despite the moderate redshift by about 15 km s $^{-1}$  with respect to the star. Furthermore, we have checked that these species cannot originate from a H II region in the vicinity of HD 259431 since data from the ESO Online Digitized Sky Survey show no such H II region towards the star. This further strengthens a CS origin for the atomic gas component.

### 5.2. HD 250550

The excitation diagram of  $H_2$  plotted in Fig. 7 shows that the  $J$ -levels are thermally populated up to  $J = 3$ . The column densities of the thermalized levels are consistent with a single temperature of  $T_{03} = 129 \pm 15$  K. This value is slightly higher than what we found for HD 259431 for the same levels, and up to twice what was found for AB Aur (Roberge et al. 2001). The remaining  $J = 4$  level departs from kinetic populating at this temperature. This level could be thermalized at a higher temperature in a multi-temperature scenario or populated through UV-pumping. Spectra with higher S/N ratio would be required to search for higher  $J$ -levels in order to constrain the excitation processes.

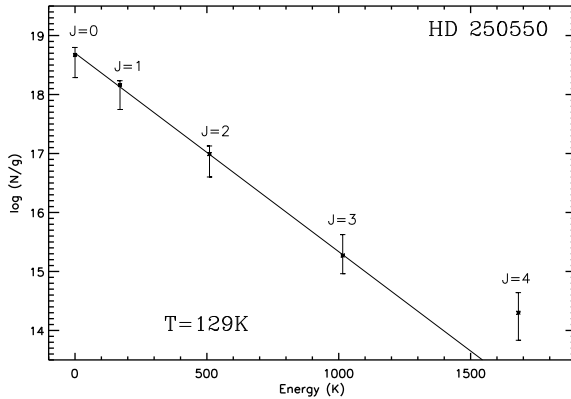
Assuming that  $H_2$  is essentially thermalized at  $T_{03}$ , we can use the critical density by Le Boulrot et al. (1999) to derive a volume density for this gas:  $n_{H_2}(\text{HD 250550}) \gtrsim 1.9 \times 10^5$  cm $^{-3}$ . The ratio of the measured  $H_2$  column density to this volume density yields an estimate of the typical radial extension of the

**Table 4.** Estimations of total column densities, radial velocities and line widths of each element identified in HD 259431 and HD 250550 *FUSE* spectra. Radial velocities are given in the stellar rest frame.

Element	HD 259431			HD 250550		
	$N$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$V_{\text{rad}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$b$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$N$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$V_{\text{rad}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$b$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
$\text{H}_2$ ( $v=0$ )	$4.34^{+1.23}_{-1.55} \times 10^{20}$	$13.0^{+2.2}_{-1.8}$	$4.5^{+0.3}_{-0.5}$	$1.81^{+0.89}_{-1.09} \times 10^{19}$	$-1.0^{+1.7}_{-2.0}$	$5.6^{+0.7}_{-0.8}$
$\text{H}_2$ ( $v=1$ )	$6.34^{+1.15}_{-2.22} \times 10^{14}$	$16.0 \pm 0.1$	$4.5^{+0.3}_{-0.5}$			
Fe II	$2.52^{+1.23}_{-1.19} \times 10^{15}$	$14.4^{+1.1}_{-1.8}$	$6.6^{+1.0}_{-1.1}$	$3.07^{+1.63}_{-2.05} \times 10^{17}$ (1)	$-0.6^{+0.7}_{-1.9}$ (1)	$3.6^{+2.6}_{-0.6}$ (1)
				$3.06^{+0.68}_{-1.33} \times 10^{17}$ (2)	$-5.2^{+0.4}_{-3.5}$ (2)	$6.3^{+1.8}_{-0.5}$ (2)
Fe III	$9.53^{+3.97}_{-5.78} \times 10^{14}$	$18.0^{+6.5}_{-4.9}$	$4.3^{+0.4}_{-0.5}$	$3.75^{+1.08}_{-2.11} \times 10^{15}$	$4.4^{+2.7}_{-2.4}$	$3.8^{+0.9}_{-0.8}$
N I		$15.0 \pm 2$	$5.5^{+0.4}_{-0.8}$	$6.56^{+2.60}_{-2.74} \times 10^{15}$	$3.2^{+2.9}_{-1.1}$	$6.0^{+1.4}_{-0.3}$
P II	$1.79^{+1.20}_{-1.25} \times 10^{16}$	$13.0^{+4.3}_{-4.2}$	$4.5^{+0.4}_{-0.5}$	$2.05^{+1.16}_{-1.09} \times 10^{14}$	$3.6^{+3.2}_{-2.3}$	$6.3^{+0.4}_{-1.6}$
Mn II	$4.79^{+2.21}_{-1.34} \times 10^{14}$	$17.0^{+2.8}_{-3.7}$		$1.58^{+0.98}_{-0.45} \times 10^{15}$	$1.2^{+1.5}_{-2.7}$	
Ar I			$3.5^{+0.1}_{-0.1}$ (1)	$3.98^{+0.69}_{-3.76} \times 10^{15}$	$-7.6^{+0.8}_{-1.9}$	$4.5^{+1.6}_{-1.4}$
			$6.5^{+0.3}_{-0.2}$ (2)			
			$5.1^{+0.8}_{-0.7}$ (1)			
O I			$4.5^{+0.2}_{-0.3}$ (2)			
Cl I				$2.84^{+0.78}_{-1.06} \times 10^{14}$	$3.0^{+2.8}_{-3.3}$	$2.2^{+0.4}_{-0.7}$
Cl II				$2.67^{+2.10}_{-1.02} \times 10^{15}$	$1.0^{+1.1}_{-0.9}$	$4.8^{+0.6}_{-0.4}$

(1) First component from the fitting process (see text for details).

(2) Second component from the fitting process.

**Fig. 7.** Excitation diagram for  $\text{H}_2$  in HD 250550.  $J=4$  level depart from a kinetic population at  $T_{03} \sim 130$  K.

region containing  $\text{H}_2$ . We find that this absorbing region extends roughly over 7 AU. The fact that the radial velocity of  $\text{H}_2$  is very close to the stellar velocity ( $\approx -1 \text{ km s}^{-1}$ ) is a strong clue that the molecular hydrogen we observe is bound to the star. These properties indicate that we are probing a dense circumstellar environment which is a remnant of the molecular cloud that collapsed to form the star. Similarly, all the atomic species detected in the *FUSE* spectrum have their radial velocities close to that of HD 250550 (see Table 4), within the uncertainty in the wavelength calibration. Since they also show lines arising from excited levels, which are rarely found in the IS medium (especially for Fe II and Fe III), this further confirms that the gas must be in the close vicinity of the star.

These results concerning the absorption lines arising from the atomic species and  $\text{H}_2$  are hints that the gaseous material we detect is actually orbiting the central star. Indeed, whether the gas is inside a CS disk or an envelope, the observed species are expected to have their absorption lines observed very close to the radial velocity of the star, which is clearly the case for HD 250550. On the other hand, the issue regarding the spatial distribution of this material is far from being settled. Spectro-polarimetric observations of HD 250550 by Vink et al. (2002) show that a rotating flattened structure exists around the star, much like those observed for AB Aur, for which unambiguous detections have been reported by Mannings & Sargent (1997); Grady et al. (1999); Millan-Gabet et al. (1999). On the other hand, repeated observations have failed to detect a CS disk around HD 250550 (Böhm & Catala 1994; Corcoran & Ray 1997). These results favour a spatial distribution of the CS material in an extended halo surrounding the star, much like those emphasized for Herbig Be stars by Natta et al. (2000) and Leinert et al. (2001).

## 6. Summary and discussion

The *FUSE* data we have analysed reveal complex environments around the young Herbig Be stars HD 259431 and HD 250550. In the latter case, emission lines from C III and O VI are observed, showing the presence of very high temperature regions ( $\approx 300\,000$  K) around the star. Appreciable absorption lines of  $\text{H}_2$  are seen in each star, in agreement with their  $E(B-V)$ , revealing large amounts of this gas on the lines of sight. Similarly, numerous absorption lines from atomic species in different ionization and excitation states are present



in the spectra. In both cases, these molecular and atomic lines are observed at or near the stars' radial velocities, thus suggesting that they probe the close CS environment around each star.

The observation and measure of the gaseous content, both in molecular and atomic phases is important for our understanding of the evolution of the CS environment of Herbig Ae/Be stars. Indeed, the detection of gas in CS envelopes/halos would confirm the structural differences between Herbig Ae and Herbig Be stars emphasized by Natta et al. (2000). In their study, these authors concluded that Herbig Be stars having stronger radiation fields, their CS environment evolve faster, which especially translates into a rapid depletion of the CS disk material. As a consequence of this faster evolution, the average Herbig Be stars are slightly younger than Herbig Ae stars at the time we observe them. Therefore, it is more likely to find larger amounts of remnant circumstellar material surrounding the stars, since less time is available to accrete or disperse it. In this scenario, it is expected that the CS material is mostly concentrated at the outer edges of the close circumstellar environment and distributed in more or less spherically symmetric envelopes.

In this context, we note that HD 250550 and HD 259431 which are 1 Myr old or younger (see Table 1), are indeed much younger than Herbig Ae stars like AB Aur, HD 163296 and HD 100546 (2.5 Myr, 6 Myr, 10 Myr, respectively) which are surrounded by well detected CS disks. In addition, the media we detect with *FUSE* in our targets are denser than those observed around these Herbig Ae stars (Roberge et al. 2001; Lecavelier des Etangs et al. 2003). This is consistent with the CS environment picture described by Natta et al. (2000). This would indicate that the material we observe is related to CS halos, like those identified by Leinert et al. (2001) on the basis of near-infrared speckle interferometry.

On the other hand, the multi-component media probed by  $H_2$  in HD 259431 are easily interpreted in the framework of the flared disk model by Dullemond et al. (2001), recently adopted to interpret mid-IR observations of the CO molecule in the prototypical HAeBe star AB Aur (Brittain et al. 2003). They also agree qualitatively with those obtained by Lecavelier des Etangs et al. (2003) for the later Herbig Ae stars HD 100546 and HD 163296, although as already said, larger amounts of CS material are found around our targets. In HD 100546 and HD 163296, the molecular lines observed with *FUSE* are produced in the CS disks within a few AU at most.

The present results, although favouring the flared disk scenario for HD 259431, on the basis of conspicuous similarities with better documented HAeBes, do not rule out the possibility that we actually detect CS envelopes/halos around both stars. Further observations of these stars, as well as other HAeBes covering the whole class, are required to help answer the long-standing questions of the spatial distribution of the CS material of these objects and whether this material survives long enough for massive protoplanetary cores to form and grow into gas giant planets.

**Acknowledgements.** This research is based on observations made with the NASA-CNES-CSA Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer. *FUSE* is operated for NASA by the Johns Hopkins University under NASA

contract NAS5-32985. We thank Sean Andrews for assistance with the data reductions and David Ehrenreich at Johns Hopkins University for reprocessing the pipeline data for us. Dr. Leonardo Testi is also acknowledged for his help in calculating ages and masses of HD 250550 and HD 259431 from stellar evolution models. Dr. Jacques Le Bourlot is acknowledged for providing his calculations of  $H_2$  critical densities to us. T.S. acknowledges support by NASA through the *FUSE* guest observer program to the University of Hawaii.

## References

- Abgrall, H., Roueff, E., & Drira, I. 2000, *A&AS*, 141, 297
- Abgrall, H., Roueff, E., Launay, F., Roncin, J. Y., & Subtil, J. L. 1993a, *A&AS*, 101, 273
- Abgrall, H., Roueff, E., Launay, F., Roncin, J. Y., & Subtil, J. L. 1993b, *A&AS*, 101, 323
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., & M'énard, F. 2001, *A&A*, 365, 78
- Balakrishnan, N., Forrey, R. C., & Dalgarno, A. 1999, *ApJ*, 514, 520
- Bertout, C., Robichon, N., & Arenou, F. 1999, *A&A*, 352, 574
- Bessell, M. S., Castelli, F., & Plez, B. 1998, *A&A*, 333, 231
- Blondel, P. F. C., Talavera, A., & Tjin A Djie, H. R. E. 1993, *A&A*, 268, 624
- Boggs, D., & Böhm-Vitense, E. 1989, *ApJ*, 339, 209
- Böhm, T., & Catala, C. 1994, *A&A*, 290, 167
- Böhm, T., & Catala, C. 1995, *A&A*, 301, 155
- Bouret, J.-C., & Catala, C. 1998, *A&A*, 340, 163
- Bouret, J.-C., Catala, C., & Simon, T. 1997, *A&A*, 328, 606
- Brittain, S. D., Rettig, T. W., Simon, T., et al. 2003, *ApJ*, 588, 535
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Corcoran, M., & Ray, T. P. 1997, *A&A*, 321, 189
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, *ApJ*, 560, 957
- Finkenzeller, U. 1985, *A&A*, 151, 340
- Finkenzeller, U., & Jankovics, I. 1984, *A&AS*, 57, 285
- Flower, P. J. 1996, *ApJ*, 469, 355
- Garrison, L. M. 1978, *ApJ*, 224, 535
- Grady, C. A., Imhoff, C. L., & Bjorkman, K. S. 1988, in *A Decade of UV Astronomy with the IUE Satellite*, 2, 109
- Grady, C. A., Polomski, E. F., Henning, T., et al. 2001, *AJ*, 122, 3396
- Grady, C. A., Woodgate, B., Bruhweiler, F. C., et al. 1999, *ApJ*, 523, L151
- Gry, C., Boulanger, F., Nehmé, C., et al. 2002, *A&A*, 391, 675
- Hamann, F., & Persson, S. E. 1992, *ApJS*, 82, 285
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J., & Keene, J. 1992, *ApJ*, 397, 613
- Hubeny, I., & Lanz, T. 1995, *ApJ*, 439, 875
- Kurucz, R. 1994, CD-ROM No. 19, Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 19
- Le Bourlot, J., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 1999, *MNRAS*, 305, 802
- Lecavelier des Etangs, A., Deleuil, M., Vidal-Madjar, A., et al. 2003, *A&A*, accepted
- Leinert, C., Haas, M., Ábrahám, P., & Richichi, A. 2001, *A&A*, 375, 927
- Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., Hébrard, G., et al. 2002, *ApJS*, 140, 67
- Mannings, V., & Sargent, A. I. 1997, *ApJ*, 490, 792
- Mannings, V., & Sargent, A. I. 2000, *ApJ*, 529, 391
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P., Traub, W. A., et al. 1999, *ApJ*, 513, L131
- Morton, D. C. 2000, *ApJS*, 130, 403
- Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *ApJ*, 550, 944

188

J.-C. Bouret et al.: *FUSE* observations of HD 259431 and HD 250550

- Natta, A., Grinin, V., & Mannings, V. 2000, *Protostars and Planets IV*, 559
- Palla, F., & Stahler, S. W. 1993, *ApJ*, 418, 414
- Pantin, E., Waelkens, C., & Lagage, P. O. 2000, *A&A*, 361, L9
- Polomski, E. F., Telesco, C. M., Piña, R., & Schulz, B. 2002, *AJ*, 124, 2207
- Roberge, A., Lecavelier des Etangs, A., Grady, C. A., et al. 2001, *ApJL*, 551, L97
- Savage, B. D., Drake, J. F., Budich, W., & Bohlin, R. C. 1977, *ApJ*, 216, 291
- Schmidt-Kaler, T. 1982, in *Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, ed. K. Schaifers, & H. H. Voigt (Berlin: Springer-Verlag), 2, 451
- Sitko, M. L. 1981, *ApJ*, 247, 1024
- Th´e, P. S., Perez, M. R., Voshchinnikov, N. V., & van den Ancker, M. E. 1996, *A&A*, 314, 233
- Tumlinson, J., Shull, J. M., Rachford, B. L., et al. 2002, *ApJ*, 566, 857
- Valenti, J. A., Fallon, A. A., & Johns-Krull, C. M. 2003, *ApJS*, in press
- Valenti, J. A., Johns-Krull, C. M., & Linsky, J. L. 2000, *ApJS*, 129, 399
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
- Vink, J. S., Drew, J. E., Harries, T. J., & Oudmaijer, R. D. 2002, *MNRAS*, 337, 356

## Far Ultraviolet Spectroscopy of HD 76534

C. Martin<sup>1</sup>, J.-C. Bouret<sup>1</sup>, M. Deleuil<sup>1,2</sup>, T. Simon<sup>3</sup>, and C. Catala<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Traverse du Siphon, BP 8, 13376 Marseille Cedex 12, France

<sup>2</sup> Université de Provence, CMI, 39 rue Joliot Curie, 13453 Marseille Cedex 13, France

<sup>3</sup> Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822, USA

<sup>4</sup> Observatoire de Paris-Meudon, CNRS, Paris, France

Received 22 December 2003 / Accepted 22 January 2004

**Abstract.** We present the first Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer (*FUSE*) spectrum of HD 76534, a Herbig Be star. Here we focus on the analysis of the H<sub>2</sub> absorption lines which allow to quantify the gaseous content along the line of sight. This analysis evidences large amounts of cold and warm H<sub>2</sub> toward the star. We demonstrate that the H<sub>2</sub> is bound to HD 76534 and we argue that it is likely distributed in a circumstellar envelope. In addition, the present study gives clues for the existence of common properties for the circumstellar H<sub>2</sub> of Herbig Ae/Be stars.

**Key words.** stars: circumstellar matter – stars: pre-main sequence – stars: individual: HD 76534

### 1. Introduction

Herbig Ae/Be stars (HAeBes) are the likely precursor of the  $\beta$ -Pictoris and Vega-type stars, whose circumstellar (CS) debris disks are believed to host planetary bodies. In the past four years, millimeter-wave interferometry as well as coronagraphic imaging have evidenced the presence of massive CS disks around Herbig Ae (HAe) stars (Mannings & Sargent 2000; Pantin et al. 2000; Augereau et al. 2001; Grady et al. 2001; Roberge et al. 2001). In addition, the spectral energy distribution (SED) of HAeBes (especially the dip that occurs at 10  $\mu$ m) cannot be explained by normal dust-removal processes, such as the Poynting-Robertson effect and radiation pressure due to the star. Rather, it suggests that the dust structure is evolving because of a break-up of the disk, possibly caused by planet formation.

However, while HAe stars are now relatively well documented, the nature and evolutionary status of the CS environment of Herbig Be (HBe) stars is still largely unknown. Natta et al. (2000) emphasized structural differences between HAE and HBe stars, based on their findings that a large number of HAe stars appear to be associated with CS disks while the HBe stars generally lack clear evidence of disks. Indeed, those authors showed that the latter are often found inside large cavities, depleted of dust and gas. They interpreted these observations by the faster evolution of the circumstellar environment of HBe stars, due to their higher masses.

HD 76534 is a bright ( $V = 8.02$  mag) B2.5 star (Valenti et al. 2000). It illuminates a reflection nebula in which it is

embedded, and it is a member of the Vela R2 Association (Herbst 1975). Finkenzeller & Mundt (1984) were the first to classify HD 76534 as a Herbig star, but this status has been questioned by Thé et al. (1985) due to its low near-infrared (NIR) excess, which differs from the whole class of Herbig Ae/Be stars. Since then, authors agreed to classify it as a Herbig Be star (Hillenbrand et al. 1992; Thé et al. 1994; Valenti et al. 2000; Maheswar et al. 2002). The low NIR excess in the SED of HD 76534 could easily be explained by the clearing of the dusty material from the close CS environment of the star by the strong stellar radiation field. Alternatively, this clearing of dust in the inner region of the circumstellar environment of HD 76534 may represent a very early phase of planet formation.

In this Letter, we focus on an analysis of the molecular hydrogen absorption lines in the *FUSE* spectrum of HD 76534 which allows us to quantify the gaseous content of the CS environment of the star. In Sect. 2, we present the observational material. Section 3 is devoted to the analysis of the circumstellar gas and especially the analysis of H<sub>2</sub> absorption lines whose results are discussed in Sect. 4.

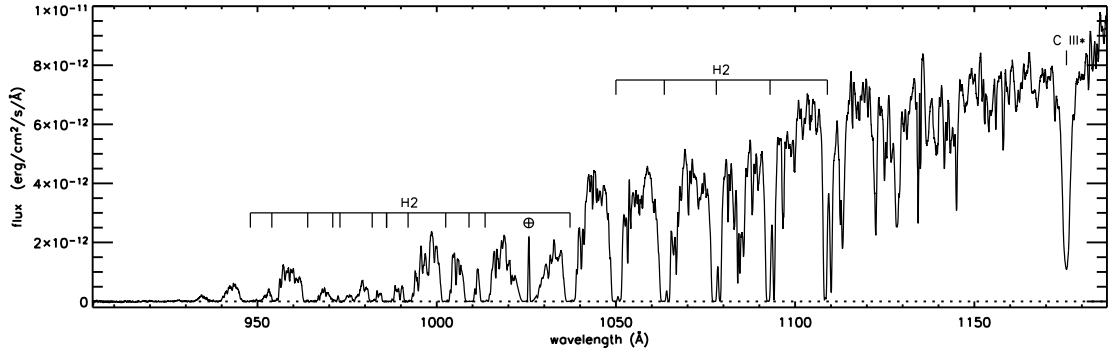
### 2. Observations and data reduction

HD 76534 was included in the *FUSE* Cycle 2 Guest Investigator Program, B038 (P.I. C. Catala; see Bouret et al. 2003), and was observed on March 11, 2002, with the *FUSE* 30''  $\times$  30'' LWRS aperture. The observation covers the wavelength spectral range 905–1187 Å at a spectral resolution of  $R \approx 15\,000$ . The data were processed with the version 2.4.1 of the *FUSE* pipeline, CalFUSE. The total exposure time of 5711 seconds was split into 10 subexposures, although for 6 of

Send offprint requests to: C. Martin,  
 e-mail: Claire.Martin@oamp.fr

L6

C. Martin et al.: FUV Spectroscopy of HD 76534



**Fig. 1.** Observed *FUSE* spectrum of HD 76534. For the sake of clarity, the spectrum has been binned by 5 pixels and smoothed. As expected for a B2.5 star such as HD 76534, the stellar continuum is detected down to 930 Å. The principal broad absorption lines of H<sub>2</sub> are indicated throughout the spectrum. Airglow lines are labeled with ⊕ symbol. Note the presence of the absorption line due to the C III multiplet UV 4 at 1175 Å.

them the target was not in the aperture. Thus, only the other 4 subexposures, which represent about 2200 s, were used. This was sufficient to ensure a good flux level in each segment of the spectrum because of the early spectral type of the star.

The LiF 1b segment was affected by the so-called “worm artifact” in the detector which artificially decreases the flux level. Thus, for the spectral lines analysis we used the LiF 2a segment, which covers the same wavelength range as the LiF 1b.

The co-added spectra in each detector channel were rebinned in wavelength by a factor 5 in order to increase the *S/N* ratio to 35 per spectral element resolution at 1150 Å, without degrading the resolution. An overview of the whole *FUSE* spectra is shown in Fig. 1.

The absolute wavelength calibration of each segment in the rest frame of the star was done by comparing the spectrum with a photospheric model using the stellar parameters in Table 1 (discussed hereafter). The age and mass were kindly calculated for us by Dr. L. Testi from the Palla & Stahler (1999) tracks using the interpolation routines written for the Testi et al. (1998) study.

To help disentangle circumstellar and/or interstellar (CS/IS) spectral lines from the purely photospheric ones, we undertook a modeling of the photosphere of HD 76534, using the TLUSTY and SYNSPEC codes (Hubeny & Lanz 1995). Previously, we used the same method to determine photospheric parameters in our analysis of the Herbig stars HD 259431 and HD 250550 (Bouret et al. 2003). We refer the reader to that paper for more details.

### 3. Gaseous content

#### 3.1. Analysis of the atomic gas

As expected for a B2.5 star such as HD 76534, the stellar continuum is detected down to 930 Å (Fig. 1). No hot emission lines or wind lines are detected, but the purely photospheric C III multiplet UV 4 at 1175 Å is seen in absorption. This demonstrates that HD 76534 is not an active star and is not in an accretion phase. Numerous CS/IS lines of H<sub>2</sub> and atomic species are seen in absorption. The analysis of those

**Table 1.** Astrophysical parameters of HD 76534.  $v_{\text{rad}}$  is measured in the heliocentric rest frame.

Spectral Type	B2.5	(3)
$T_{\text{eff}}$ (K)	$20\,000 \pm 1000$	(1)
logg	4.0	(1)
$\text{Log} L_*$ ( $L_{\odot}$ )	2.83	(1)
$R_*$ ( $R_{\odot}$ )	2.16	(1)
$M_*$ ( $M_{\odot}$ )	$\geq 5$	(2)
$v \sin i$ (km s <sup>-1</sup> )	$110 \pm 10$	(1)
$A_v$ (m)	0.80	(3)
Age (Myr)	$\geq 0.5$	(2)
$v_{\text{rad}}$ (km s <sup>-1</sup> )	+17	(4)

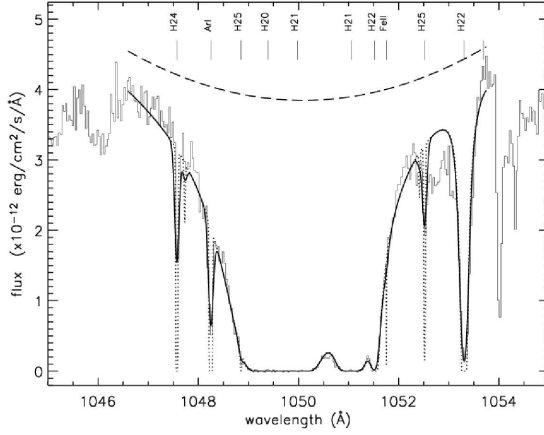
(1) This work; (2) Dr. L. Testi (private communication); (3) Valenti et al. (2000); (4) Finkenzeller & Jankovics (1984).

lines has been performed using the OWENS profile fitting procedure, which was written by Dr. M. Lemoine (for details see Lemoine et al. 2002; Bouret et al. 2003). One example of its use is illustrated in Fig. 2. Measuring the radial velocities of atomic and ionic species, we find that two distinct media are present along the line of sight.

Lines of N I, N II, and Fe II corresponding to electronic transitions from ground level as well as fine structure levels are found at the velocity of the star, which suggests that the gas is bound to the star. We have also identified lines of C I, N I, P II, and Ar I, whose radial velocities differ from that of the star by  $\Delta v_{\text{rad}} \sim +15 \text{ km s}^{-1}$  in the star’s rest frame. This radial velocity is close to that measured by Cha & Sembach (2000) for the interstellar Na I toward HD 76534. Thus, these elements appear to be related to interstellar gas in the line of sight.

#### 3.2. Analysis of molecular hydrogen

Molecular hydrogen being the most abundant element in the circumstellar environment of young stars, the analysis of the H<sub>2</sub> lines present in the spectrum allows us to quantify the amount of gas surrounding the star.



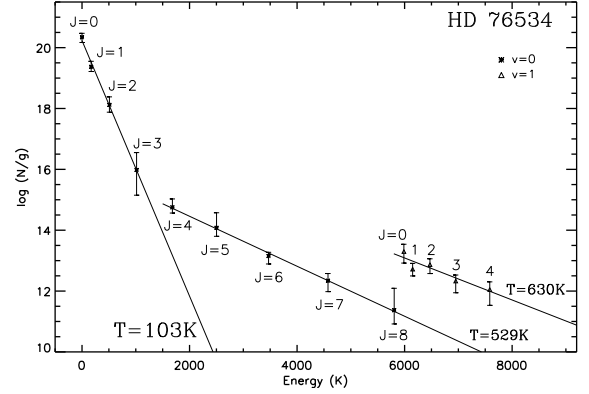
**Fig. 2.** Example of fit of  $H_2$  lines obtained with the OWENS profile fitting procedure in the observed *FUSE* spectrum of HD 76534. Stellar continuum: dashed line; Intrinsic line profile: dotted line; Resulting profile: thick line.

**Table 2.** Summary of the column densities of the different energy levels of  $H_2$  in the spectrum of HD 76534.

$H_2$	$v$	$g$	Energy ( $cm^{-1}$ )	$N$ ( $cm^{-2}$ )
$J = 0$	0	1	0.00	$2.19^{+0.77}_{-0.71} \times 10^{20}$
$J = 1$	0	9	118.49	$2.09^{+1.08}_{-0.62} \times 10^{20}$
$J = 2$	0	5	354.39	$6.61^{+5.49}_{-2.82} \times 10^{18}$
$J = 3$	0	21	705.50	$1.99^{+5.44}_{-1.69} \times 10^{17}$
$J = 4$	0	9	1168.53	$5.01^{+4.50}_{-1.74} \times 10^{15}$
$J = 5$	0	33	1739.11	$3.98^{+8.42}_{-1.90} \times 10^{15}$
$J = 6$	0	13	2411.77	$1.82^{+0.60}_{-0.82} \times 10^{14}$
$J = 7$	0	45	3179.93	$9.77^{+7.03}_{-5.49} \times 10^{13}$
$J = 8$	0	17	4035.93	$3.98^{+16.92}_{-2.57} \times 10^{12}$
$J = 0$	1	1	4161.00	$1.99^{+1.47}_{-1.16} \times 10^{13}$
$J = 1$	1	9	4274.00	$4.79^{+2.62}_{-1.93} \times 10^{13}$
$J = 2$	1	5	4498.00	$3.71^{+2.06}_{-1.83} \times 10^{13}$
$J = 3$	1	21	4831.00	$4.47^{+2.56}_{-2.63} \times 10^{13}$
$J = 4$	1	9	5271.00	$1.00^{+0.79}_{-0.70} \times 10^{13}$
total				$4.35^{+1.91}_{-1.36} \times 10^{20}$

As shown in Figs. 1 and 2, the *FUSE* spectrum of HD 76534 is rich in broad  $H_2$  absorption lines. We have identified  $H_2$  lines corresponding to  $J = 0$  to  $J = 8$  in the ground vibrational state ( $v = 0$ ), and rotational levels up to  $J = 4$  in the first excited vibrational state ( $v = 1$ ) of the ground electronic state. Column densities were derived from  $\chi^2$  fitting of unsaturated and/or damped lines. The results from this process are tabulated in Table 2.

Using these column densities, we have plotted the excitation diagram of  $H_2$  in Fig. 3. This diagram shows that the  $H_2$



**Fig. 3.** Excitation diagram for  $H_2$  in HD 76534. The slope for the column densities of the low  $J$ -levels ( $J = 0-3$ ) is much steeper than for the higher ( $v = 0$ ,  $J = 4-8$ ) levels and vibrationally excited levels. This reveals both cold and warm components with three different kinetic temperatures (see text).

is thermalized up to  $J = 3$ , with a temperature about  $T_{03} = 103 \pm 11$  K, while the higher  $J$ -levels column densities are consistent with kinetic temperatures of  $T_{48} = 529 \pm 68$  K for the  $v = 0$ ,  $J = 4-8$  levels, and  $T_{(v=1)} = 630 \pm 229$  K for the  $v = 1$ ,  $J = 0-4$  levels. These temperatures are higher than the typical temperature of the IS medium (Rachford et al. 2002), thus suggesting that the gas is located close to the star. Moreover, the  $H_2$  radial velocity we measured at  $v_{\text{rad}} = 0.0^{+0.27}_{-1.35}$  km s $^{-1}$  in the star's rest-frame clearly confirms the circumstellar origin of gas we detect toward HD 76534.

#### 4. Discussion

The total  $H_2$  column density in the CS environment of HD 76534 is comparable to what is generally measured in dense IS molecular clouds, although very different physical conditions prevail in the latter. Indeed, in those clouds  $H_2$  is known to be thermalized up to  $J = 1$  with a kinetic temperature about  $\sim 50$  K (Rachford et al. 2002). In opposite, in the circumstellar environment of HD 76534, the  $H_2$  is thermalized up to  $J = 3$  with a kinetic temperature of  $103 \pm 11$  K. These differences between properties of circumstellar  $H_2$  and interstellar  $H_2$  are confirmed by previous studies of the close CS environment of HAEs. Published results regarding HAEs observed with *FUSE* have shown that the circumstellar  $H_2$  is thermalized up to  $J = 3$  or  $J = 4$ , with kinetic temperatures in the range of 90 K to 800 K (Bouret et al. 2003; Lecavelier des Etangs et al. 2003). These results concern a sample of Herbig stars that span the spectral range A1–B2 (including HD 76534). Some of them, like HD 100546, are known to host a CS disk (Lecavelier des Etangs et al. 2003), while earlier stars, like HD 259431 (Bouret et al. 2003), most likely possess CS envelopes. The present study is a clue for the existence of common properties for the circumstellar  $H_2$  of HAEs, that differ from those of the interstellar  $H_2$ . This behaviour is further confirmed by our preliminary analysis of the circumstellar  $H_2$  in the *FUSE* spectrum of the Herbig Be star HD 176386.

L8

C. Martin et al.: FUV Spectroscopy of HD 76534

The amount of  $H_2$  we have measured in the CS environment of HD 76534 represents a significant reservoir for the possible formation of gas giant planets. However, most of the models of giant planet formation predict timescales that are far longer than the pre-main sequence evolutionary lifetimes of B-type star and require a solid core to form first, onto which gas is accreted. This scenario is unlikely in the hostile circumstellar environment of HD 76534. Indeed, due to the strong stellar radiation field, molecular gas and dust are dissociated, thus leaving a cavity with low opacity to the UV flux, up to the radius where the warm  $H_2$  component at  $T_{(v=1)} = 630$  K is located. We have determined this radius by assuming flux conservation and a blackbody temperature of 630 K for the gas. We find that the warm  $H_2$  component should be located outside  $\sim 11.5$  AU from the star. However, because we observe absorption lines, we only detect the gas in front of the star, which prevents us from deriving informations on its exact spatial distribution.

We note that although the SED of HD 76534 presents a strong excess at far-infrared wavelengths, it shows only a tiny excess at NIR wavelengths ( $\lambda \leq 5 \mu\text{m}$ ), which suggests that most of the dust very close to the star has been dissipated. Indeed, Natta et al. (2000) have shown that the NIR and mid-IR excesses in the SEDs of H AeBes – when such excesses are evident – are due to the presence of a CS disk, while the far-IR excess represents the flux contribution of a CS envelope. Moreover, those authors concluded that the CS environment of HBe stars evolves very quickly due to their strong radiation field, with a short phase of disk-like structure that is rapidly destroyed. Finally, in their analysis of the SED of HD 76534, Hillenbrand et al. (1992) noted the similarity of its NIR excess with those of the classical Be stars, which is generally thought to be due to free-free emission in an ionised envelope rather than to CS dust (Hamann & Persson 1992). Similar conclusions were reached by Tovmassian et al. (1997), based on the *IRAS* and *Glazar space telescope* data.

Summarising the entire set of results, we argue that the presence of a disk around HD 76534 is unlikely. Nevertheless, CO observations and interferometry (at infrared and/or radio wavelengths) will be required to really answer the question of the spatial distribution of the gas. In a forthcoming paper we will present a systematic analysis of the properties of  $H_2$  in the circumstellar environments of the whole sample of Herbig stars from the *FUSE Circumstellar Disk Team Program*.

**Acknowledgements.** This research is based on observations made with the NASA-CNES-CSA Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer. FUSE is operated for NASA by the Johns Hopkins University under NASA contract NAS5-32985. We thank B. Godard at J.H.U for reprocessing data for us.

## References

- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., & M´enard, F. 2001, *A&A*, 365, 78
- Bouret, J.-C., Martin, C., Deleuil, M., Simon, T., & Catala, C. 2003, *A&A*, 410, 175
- Cha, A. N., & Sembach, K. R. 2000, *ApJS*, 126, 399
- Finkenzeller, U., & Jankovics, I. 1984, *A&AS*, 57, 285
- Finkenzeller, U., & Mundt, R. 1984, *A&AS*, 55, 109
- Grady, C. A., Polomski, E. F., Henning, T., et al. 2001, *AJ*, 122, 3396
- Hamann, F., & Persson, S. E. 1992, *ApJ*, 394, 628
- Herbst, W. 1975, *AJ*, 80, 683
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J., & Keene, J. 1992, *ApJ*, 397, 613
- Hubeny, I., & Lanz, T. 1995, *ApJ*, 439, 875
- Lecavelier des Etangs, A., Deleuil, M., Vidal-Madjar, A., et al. 2003, *A&A*, 356, 691
- Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., H´ebrard, G., et al. 2002, *ApJS*, 140, 67
- Maheswar, G., Manoj, P., & Bhatt, H. C. 2002, *A&A*, 387, 1003
- Mannings, V., & Sargent, A. I. 2000, *ApJ*, 529, 391
- Natta, A., Grinin, V., & Mannings, V. 2000, *Protostars and Planets IV*, 559
- Palla, F., & Stahler, S. W. 1999, *ApJ*, 525, 772
- Pantin, E., Waelkens, C., & Lagage, P. O. 2000, *A&A*, 361, L9
- Rachford, B. L., Snow, T. P., Tumlinson, J., et al. 2002, *ApJ*, 577, 221
- Roberge, A., Lecavelier des Etangs, A., Grady, C. A., et al. 2001, *ApJ*, 551, L97
- Testi, L., Palla, F., & Natta, A. 1998, *A&AS*, 133, 81
- Th´e, P. S., Cuypers, H., Tjin A Djie, H. R. E., & Felenbok, P. 1985, *A&A*, 149, 429
- Th´e, P. S., de Winter, D., & Perez, M. R. 1994, *A&AS*, 104, 315
- Tovmassian, H. M., Navarro, S. G., Tovmassian, G. H., & Corral, L. J. 1997, *AJ*, 113, 1888
- Valenti, J. A., Johns-Krull, C. M., & Linsky, J. L. 2000, *ApJS*, 129, 399

## FUSE observations of molecular hydrogen on the line of sight towards HD 141569A

C. Martin-Zaïdi<sup>1</sup>, M. Deleuil<sup>1</sup>, T. Simon<sup>2</sup>, J.-C. Bouret<sup>1</sup>, A. Roberge<sup>3</sup>, P. D. Feldman<sup>4</sup>,  
 A. Lecavelier des Etangs<sup>5</sup>, and A. Vidal-Madjar<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, CNRS-Université de Provence, BP 8, 13376 Marseille Cedex 12, France  
 e-mail: Claire.Martin@oamp.fr

<sup>2</sup> Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822, USA

<sup>3</sup> Carnegie Institution of Washington, Washington, DC, USA

<sup>4</sup> Department of Physics and Astronomy, JHU, Baltimore, MD, USA

<sup>5</sup> Institut d'Astrophysique de Paris, France

Received 17 December 2004 / Accepted 12 May 2005

**Abstract.** We present an analysis of the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer (*FUSE*) spectrum of HD 141569A, a transitional object known to possess a circumstellar disk. We observe two components of gas at widely different temperatures along the line of sight. We detect cold H<sub>2</sub>, which is thermalized up to  $J = 2$  at a kinetic temperature of  $\sim 51$  K. Such low temperatures are typical of the diffuse interstellar medium. Since the line of sight to HD 141569A does not pass through its disk, it appears that we are observing the cold H<sub>2</sub> in a low extinction envelope associated with the high Galactic latitude dark cloud complex L134N, which is in the same direction and at nearly the same distance as HD 141569A. The column densities of the higher  $J$ -levels of H<sub>2</sub> suggest the presence of warm gas along the line of sight. The excitation conditions do not seem to be consistent with what is generally observed in diffuse interstellar clouds. The observed radial velocity of the gas implies that the UV spectral lines we observe are likely interstellar in origin rather than circumstellar, although our absorption line study does not definitely rule out the possibility that the warm gas is close to the star. The discovery of such warm gas along the line of sight may provide evidence for turbulent phenomena in the dark cloud L134N.

**Key words.** stars: pre-main sequence – stars: circumstellar matter – stars: individual: HD 141569A – ISM: clouds – ISM: abundances

### 1. Introduction

HD 141569A is a high Galactic latitude B9.5V star located at  $108 \pm 6$  pc from the Sun (Merín et al. 2004). It is a transitional object passing from the pre-main sequence Herbig star stage into a zero-age main sequence (ZAMS) star. Its age has been estimated at more than 10 Myr from *Hipparcos* data by van den Ancker et al. (1998) and at  $5 \pm 3$  Myr by Weinberger et al. (2000), while a recent study by Merín et al. (2004) fixed it at  $4.71 \pm 0.3$  Myr. HD 141569A is not associated with any dense cloud or reflexion nebula, and is the highest mass ( $2.0 M_{\odot}$ ; Merín et al. 2004) member of a triple system of stars (Weinberger et al. 2000), its two companions being M2 and M4 type stars. Moreover, HD 141569A is known to possess an extended ( $R = 400$  AU) circumstellar disk (Weinberger et al. 1999; Augereau et al. 1999; Mouillet et al. 2001; Clampin et al. 2003), which has a region of depleted material or a gap, as a double ring structure (Weinberger et al. 1999; Dent et al. 2005). The inclination angle to the line of sight estimated for the disk is  $51^{\circ} \pm 3^{\circ}$  (Weinberger et al. 1999). The spectral energy distribution (SED) of HD 141569A presents a strong excess at far-IR wavelengths but a low excess at near-IR wavelengths,  $\lambda \leq 5 \mu\text{m}$

(Malfait et al. 1998), which implies that most of the dust in the central part of the disk ( $\leq 50$  AU) near the star has been dissipated. In addition, Brittain & Rettig (2002) have demonstrated from their CO data that the inner disk surrounding the star is past the early phase of accretion and planetesimal formation, and that most of the gas and dust has been cleared out to a distance of more than 17 AU. However, Merín et al. (2004) have shown that the SED of HD 141569A is easily reproduced with a model of a slightly flared disk at a distance of 0.24 AU from the star, which is consistent with a substantial amount of residual gas in the disk.

A high Galactic latitude dark cloud complex, referred to as L134N, lies close to the star (Sahu et al. 1998). The extinction towards the centre of L134N is at least  $A_V \sim 6$  (Laureijs et al. 1991) and may exceed  $A_V = 10$ . The cloud is surrounded by an extended low extinction ( $A_V < 1$ ) envelope (Juvella et al. 2002). It is associated with the CO core MBM37 (Magnani et al. 1985). Its distance is estimated to be  $110 \pm 10$  pc (Franco 1989), which is very similar to that of the star. HD 141569A clearly does not lie within the dark cloud itself. Despite controversies, Sahu et al. (1998) concluded from their ultra-high

resolution observations at optical wavelengths that the star is behind the complex. They demonstrated that two different media are observed in absorption towards HD 141569A: the first one may correspond to an outer region of the dark cloud complex L134N at a radial velocity about  $+20.1 \text{ km s}^{-1}$  in the star's rest frame, and the second one more likely corresponds to a region close to the star, and has a radial velocity of  $+5.1 \text{ km s}^{-1}$  in the star's rest frame.

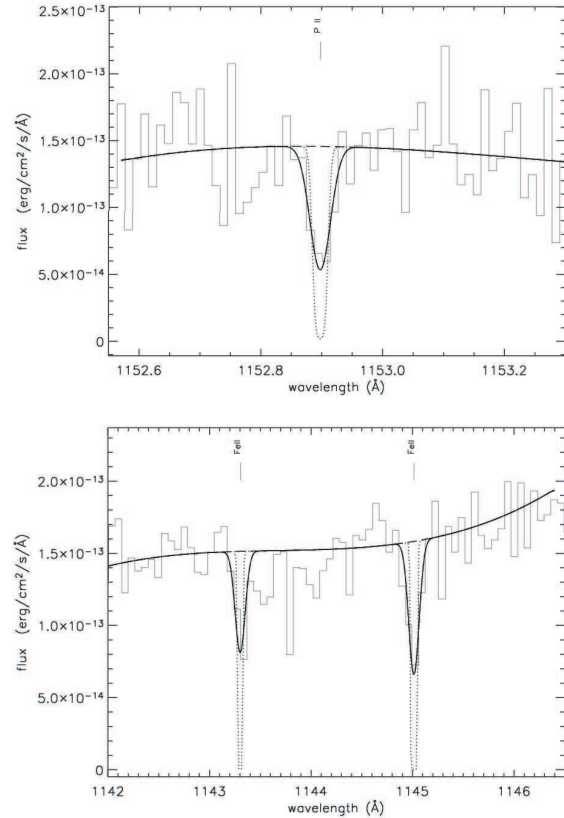
In this paper, we present our analysis of the *FUSE* spectrum of HD 141569A covering the spectral range from 905 to  $1187 \text{ Å}$  ( $R \approx 15\,000$ ). Section 3 deals with our results about the gaseous media we observed along the line of sight, especially our analysis of the  $\text{H}_2$  lines. An extensive discussion about the location of the detected gas is given in Sect. 4, and our conclusions are presented in Sect. 5.

## 2. Observation and data reduction

HD 141569A was observed on April 3, 2004, with the *FUSE*  $30'' \times 30''$  LWRs aperture at a resolution about 15 000. The data were processed with the 3.0.7 version of the *FUSE* pipeline CalFUSE. The total exposure time is 7283 seconds, split into 4 subexposures. The signal-to-noise ratio ( $S/N$ ) per pixel is about 3 to 5 in the co-added spectra in each detector channel. These spectra were rebinned in wavelength by a factor 5 in order to increase the  $S/N$  per pixel to 15 at  $1150 \text{ Å}$ , without degrading the resolution.

HD 141569A is separated from its two companions HD 141569B and HD 141569C, M2V and M4V-type respectively, by less than  $9''$  in projection (Weinberger et al. 2000). These companions could fall in the *FUSE* aperture, but the extremely low FUV fluxes of M-type stars most likely do not affect our observations of HD 141569A.

In the HD 141569A *FUSE* spectrum, the stellar continuum is well detected down to wavelengths shortward of  $1040 \text{ Å}$ . Numerous circumstellar and/or interstellar lines of molecular hydrogen and atomic species are seen in absorption in the stellar spectrum. The analysis of those lines has been performed using the OWENS profile fitting procedure (Hébrard et al. 2002; Lemoine et al. 2002). OWENS treats all the lines of one or more chemical species simultaneously, throughout several spectral windows. By spectral windows we mean a series of small sub-spectra centered on absorption lines to be analyzed, whose widths are a few angstroms. The stellar continuum is locally fitted with polynomials. We generally set the degrees of these polynomials in a range from 1 to 4 (see Figs. 1 and 2), but it could be as high as 14 if necessary. OWENS creates a synthetic spectrum for a set of physical parameters: radial velocity, turbulent and thermal rms velocity, column densities. It calculates on each point of a grid in wavelength space the total optical depth by summing the optical depths associated with each line of absorbing species. Each optical depth is the result of the calculation of a Voigt function with the proper physical parameters, and the synthetic spectrum is further convolved with the instrumental line spread function. Fitting is done via  $\chi^2$  minimization until finding the best fit model. Column densities were derived from fitting of unsaturated and/or damped lines. The radial velocities were measured from the unsaturated lines and the line



**Fig. 1.** Examples of fits of atomic lines with the OWENS fitting procedure. The observed spectrum is not corrected for reddening. Stellar continuum: dashed line; Intrinsic line profile: dotted line; resulting profile convolved with the line spread function: thick line. At the top of the plot, fit of the resonance absorption line of P II near  $1152.8 \text{ Å}$ , and at the bottom of the plot, fit of two resonance absorption lines of Fe II near  $1143$  and  $1144 \text{ Å}$  respectively.

widths ( $b$ ) from the saturated lines. Examples of OWENS's use are illustrated in Figs. 1 and 2.

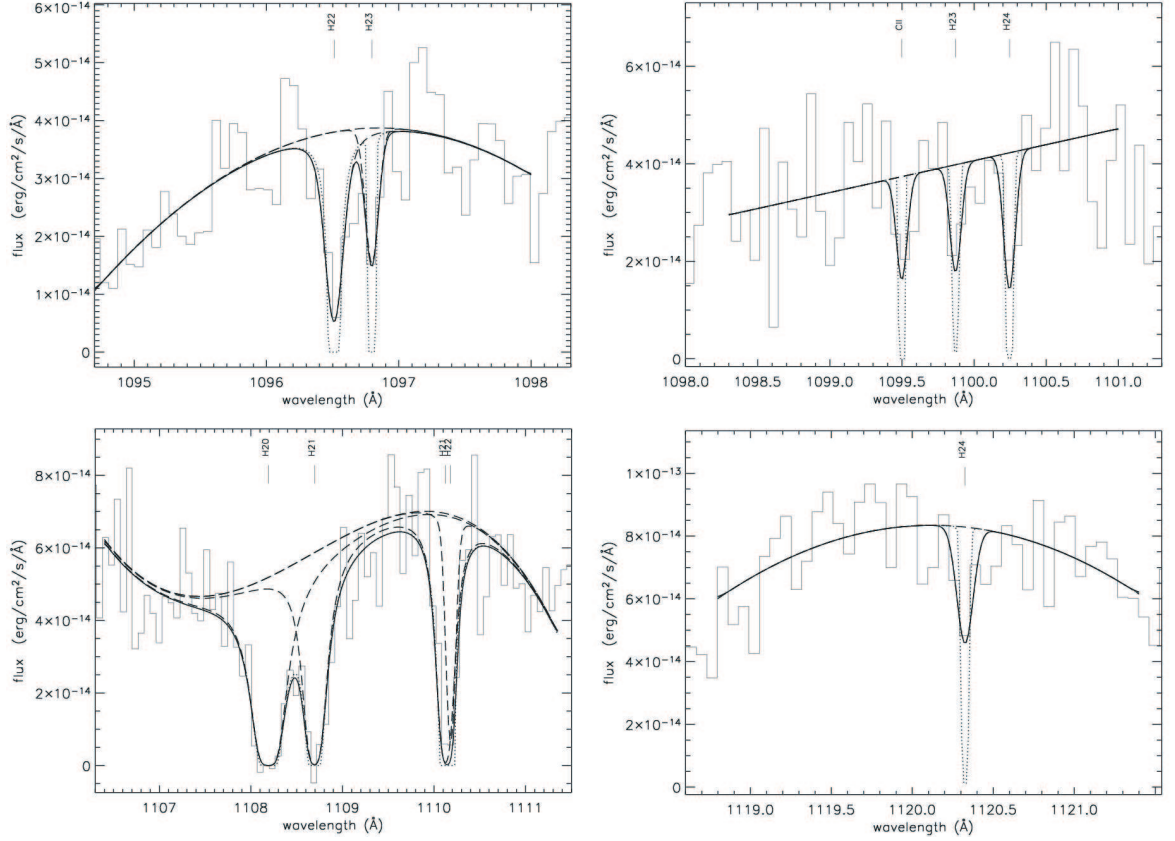
No hot emission lines or wind lines are observed in the spectrum. This lack of activity in the FUV domain is consistent with the evolutionary stage of the star between the pre-main sequence phase and the ZAMS. In some of the subexposures of the SiC 2b segment, very weak emission lines of the O VI  $\lambda\lambda 1032\text{--}1038$  resonance doublet are apparent but are due to the Sun (for an example of Solar contamination of the SiC channel, see Lecavelier des Etangs et al. 2004).

## 3. Results

### 3.1. Atomic species

In the HD 141569A *FUSE* spectrum, numerous absorption lines of Ar I, N I, N II, Cl I, P II and Fe II corresponding to electronic transitions from the ground level as well as fine structure levels have been identified. We used FUV wavelengths and





**Fig. 2.** Examples of fits of molecular hydrogen absorption lines with the OWENS fitting procedure. The  $H_2$  levels are marked H20 for ( $v = 0, J = 0$ ), H21 for ( $v = 0, J = 1$ ) etc. Note that atomic species can be fitted simultaneously with  $H_2$  lines. In some cases, it is not necessary to fit atomic lines with the  $H_2$  ones, and some of the features in the plots are not identified but are present in other *FUSE* spectra (see text, Sect. 3.2.1).

oscillator strengths tabulated by Morton (2000) to analyse those lines with OWENS (see Fig. 1). All these lines are observed at nearly the same radial velocity. The results we obtained from our fitting procedure, with  $2\sigma$  error bars, are given in Table 1.

### 3.2. Molecular gas

#### 3.2.1. Molecular hydrogen

We identified  $H_2$  electronic lines corresponding to the rotational levels  $J = 0$  to  $J = 4$  in the ground vibrational state ( $v = 0$ ). All the  $J = 0$  to  $J = 3$  lines are detected at a confidence level from  $3\sigma$  to  $7\sigma$  while the weaker  $J = 4$  lines are detected at a  $2\sigma$  to  $3\sigma$  confidence level. Higher rotational  $J$ -levels and vibrational levels are beyond the detection limit, because of the low  $S/N$  of the data (less than 10 in the corresponding spectral ranges). The detection sigma has been estimated by computing the uncertainty in the flux in the co-added spectrum, wavelength by wavelength (pixel by pixel).

We have fitted all the  $H_2$  lines simultaneously in several spectral windows. When necessary, we also add the nearby atomic lines. The transitions of  $H_2$  have been modelled using data tabulated in Abgrall et al. (1993a,b), Abgrall et al. (2000) and Balakrishnan et al. (1999). Examples of the simultaneous fit of several  $H_2$  lines are shown in Fig. 2. The column densities we measured for each energy level of  $H_2$  are given in Table 2. All the  $H_2$  lines corresponding to the lower  $J$ -levels ( $J = 0-2$ ) are damped or saturated. The radial velocity was measured from the unsaturated lines and is  $-25^{+2.41}_{-1.83}$  km s $^{-1}$  in the observed rest frame, which is nominally heliocentric. We assume that the lower  $J$ -levels have the same velocity as the higher  $J$ -levels. This velocity is similar to the value we measured for all the atomic species. From the saturated lines, we determined  $b = 5.3^{+0.51}_{-0.36}$  km s $^{-1}$ .

Figure 3 presents the excitation diagram corresponding to the  $H_2$  column densities towards HD 141569A derived from our *FUSE* spectrum. This plot shows that two temperatures are needed to fit the measurements. The  $H_2$  is thermalized up to  $J = 2$  with a kinetic temperature of  $51 \pm 6$  K. These excitation conditions are typical of those generally observed in the diffuse

**Table 1.** Atomic lines detected in the *FUSE* spectrum of HD 141569A. The velocities are in the pipeline’s rest frame (observed spectrum) and are heliocentric. For the saturated lines, we measured the velocity of the centroid; for those lines the error bars on the velocity are symmetric (not calculated by a  $\chi^2$  minimization). The radial velocities and line widths have been determined using respectively all the unsaturated and saturated lines of a given ion. “sat” and “unsat” are respectively for saturated and unsaturated lines.  $-^a$  line not fitted because of the very low  $S/N$  ratio of the data;  $-^b$  Doppler parameter  $b$  not measured because of the unsaturated state of the line.

Element	Wavelength Å	Energy level (cm <sup>-1</sup> )	Line State	Radial velocity (km s <sup>-1</sup> )	$N$ (cm <sup>-2</sup> )	$b$ (km s <sup>-1</sup> )
Ar I	1048.2198	0.00	$-^a$	$-27.0 \pm 3$	$>7.30 \times 10^{14}$	$5.6^{+0.42}_{-0.25}$
	1066.6599	0.00	sat			
FeII	1063.1764	0.00	unsat	$-24.28^{+1.89}_{-2.75}$	$9.77^{+4.56}_{-0.94} \times 10^{15}$	$2.34^{+0.25}_{-0.79}$
	1096.8770	0.00	sat			
	1121.9749	0.00	unsat			
	1143.2260	0.00	unsat			
	1144.9379	0.00	sat			
FeII*	1068.3456	384.79	unsat	$-24.28^{+1.89}_{-2.75}$	$5.21^{+3.65}_{-1.25} \times 10^{13}$	$2.34^{+0.25}_{-0.79}$
	1096.6073	384.79	unsat			
	1147.4092	384.79	unsat			
	1148.2773	384.79	unsat			
FeII**	1071.5842	667.68	unsat	$-24.28^{+1.89}_{-2.75}$	$4.25^{+4.36}_{-2.65} \times 10^{13}$	$2.34^{+0.25}_{-0.79}$
	1151.1458	667.68	unsat			
FeII***	1148.0789	862.61	unsat	$-24.28^{+1.89}_{-2.75}$	$2.77^{+1.12}_{-0.89} \times 10^{13}$	$2.34^{+0.25}_{-0.79}$
	1153.2719	862.61	unsat			
N I	1134.1653	0.00	sat	$-24.0 \pm 2$	$>3.16 \times 10^{14}$	$6.80^{+2.11}_{-3.05}$
	1134.4149	0.00	sat			
	1134.9803	0.00	sat			
N II	1083.9937	0.00	$-^a$	$-22.0 \pm 4$		$-^a$
N II*	1084.5659	48.67	$-^a$	$-22.0 \pm 4$		$-^a$
	1084.5841	48.67	$-^a$			
N II**	1085.5511	130.80	$-^a$	$-22.0 \pm 4$		$-^a$
	1085.7096	130.80	$-^a$			
P II	1152.8180	0.00	unsat	$-25.37^{+1.56}_{-1.25}$	$1.00^{+0.65}_{-0.67} \times 10^{13}$	$-^b$
P II*	1149.9580	164.90	unsat	$-25.37^{+1.56}_{-1.25}$	$1.03^{+0.74}_{-0.56} \times 10^{13}$	$-^b$
P II**	1153.9951	469.12	unsat	$-25.37^{+1.56}_{-1.25}$	$1.24^{+0.70}_{-0.81} \times 10^{13}$	$-^b$
Cl I	1097.3691	0.00	unsat	$-25.12^{+1.64}_{-1.13}$	$3.12^{+0.82}_{-1.53} \times 10^{14}$	$-^b$
	1099.5229	0.00	unsat			$-^b$

interstellar medium (Gry et al. 2002). Such a low temperature gives evidence for the presence of cold H<sub>2</sub> along the line of sight towards HD 141569A.

The column densities of the  $J = 3$  and  $J = 4$  levels are much greater than expected for a kinetic temperature of 51 K. Therefore, in addition to the cold gas along the line of sight, there must also be a second component of much warmer H<sub>2</sub>. However, the ratio of the column densities in the higher  $J$ -levels ( $J = 3-4$ ) gives an unphysical fit in Fig. 3 since  $\log(N_{J=3}/g_3) < \log(N_{J=4}/g_4)$ . This inconsistency probably due to the large uncertainty in the column density we find for the  $J = 4$  level. Within the errors on the column densities for the  $J = 3$  and  $J = 4$ , we can only state that the lower limit on the temperature of the warm gas is 270 K.

Since the  $J = 4$  lines are very weak and fall in very noisy regions of the spectrum, we undertook a statistical analysis to estimate the robustness of our detection. Three  $J = 4$  lines of

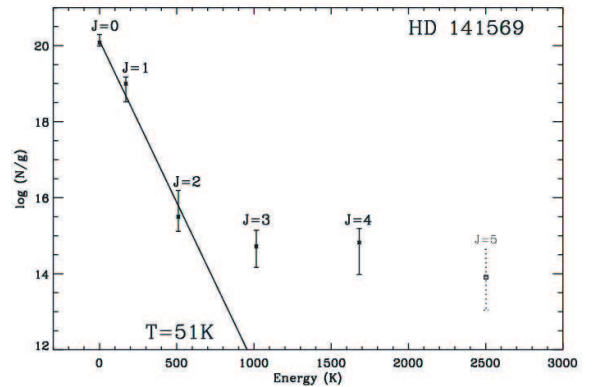
H<sub>2</sub> are included in the fits in different spectral windows. All the  $J = 4$  features correspond to the same radial velocity and column density. In addition, we have also fitted the stellar continuum without H<sub>2</sub> lines in the spectral windows of interest. The presence of  $J = 4$  lines significantly improves the  $\chi^2$  of the fit to the data in comparison with the fit without H<sub>2</sub>. We concluded that our detection of the  $J = 4$  lines is real at the 99% confidence level. However, in order to reduce the uncertainty on the temperature of the higher  $J$ -levels, we proceeded as follow: we assumed an excitation temperature of the high  $J$ -levels of 300 K, which is comparable to the lower limit given by the excitation diagram, and which is an upper limit of what is generally observed in the diffuse interstellar medium. Using the column density of the  $J = 3$  level, we derived the column density of the  $J = 4$  level expected for such a temperature. We found that this column density should be  $5.0 \times 10^{14}$  cm<sup>-2</sup>; note that this value correspond to the lower error bar on our best fit

**Table 2.** Column densities of the different energy levels of  $\text{H}_2$ .  $g$  is the statistical weight of each level. “cold” and “warm”  $\text{H}_2$  are distinguished from the excitation diagram (see Fig. 3). “sat” and “unsat” are respectively for saturated and unsaturated lines. Only the fitted lines are listed.

$J$ ( $v = 0$ )	$g$	Energy level ( $\text{cm}^{-1}$ )	Wavelength Å	Line state	$N$ ( $\text{cm}^{-2}$ )
0	1	0.00	1092.2020	damped	$1.20^{+0.75}_{-0.23} \times 10^{20}$
			1108.1390	damped	
1	9	118.49	1092.7390	damped	$9.12^{+4.58}_{-6.09} \times 10^{19}$
			1094.0590	damped	
			1108.6440	damped	
			1110.0740	damped	
2	5	354.39	1066.9070	sat	$1.58^{+6.16}_{-0.93} \times 10^{16}$
			1094.2510	damped	
			1096.4460	sat	
			1110.1310	damped	
			1112.5081	unsat	$1.10^{+1.81}_{-0.79} \times 10^{16}$
3	21	705.50	1067.4850	sat	
			1096.7310	sat	
			1099.7950	unsat	
			1112.5940	unsat	
			1115.9070	unsat	
4	9	1168.53	1100.1689	unsat	$6.02^{+8.08}_{-5.15} \times 10^{15}$
			1116.0250	unsat	
			1120.2610	unsat	
cold $\text{H}_2$ $J = 0-2$					$2.11^{+1.21}_{-0.83} \times 10^{20}$
warm $\text{H}_2$ $J = 3-5$					$1.70^{+2.62}_{-0.94} \times 10^{16}$

value. Assuming this column density, we then computed the  $\chi^2$  probability distribution taking into account the total number of degrees of freedom used in our fitting procedure. We found that such column density can be excluded at more than 98%. We used the same method with different excitation temperatures between 300 K and 1500 K. When computing the  $\chi^2$  probability distribution, the level of confidence increases with the temperature. For example, a temperature of 1000 K is rejected only at 70%, compared to the 98% rejection of a temperature of 300 K. This suggests that the temperature of the high  $J$ -levels is much higher than 300 K, which is hotter than what is observed in the diffuse interstellar medium.

As shown in Fig. 2, numerous absorption “features” are observed in the neighbourhood of the  $J = 4$  lines and some of them correspond to atomic species. To confirm these features, we compared the HD 141569A spectrum with that of HD 100546 (Lecavelier des Etangs et al. 2003; Deleuil et al. 2004) and that of AB Aurigæ (Roberge et al. 2001; Martin-Zaïdi et al. 2005). The HD 100546 *FUSE* spectrum (a particularly deep 22 ks exposure) serves as an excellent template for comparison as the  $S/N$  ratio is extremely high in the spectral windows containing the  $J = 4$  lines. All the features detected in the HD 141569A spectrum match those observed in the other spectra. Moreover, in the HD 100546 and AB Aurigæ spectra some features near the  $J = 4$   $\text{H}_2$  lines are not identified (not tabulated?). These features are also present in the HD 141569A spectrum and thus do not correspond to noise features.



**Fig. 3.** Excitation diagram for  $\text{H}_2$  in HD 141569A. The column densities of the lower  $J$ -levels are consistent with a kinetic temperature of 51 K while the higher  $J$ -levels give a lower limit on their excitation temperature about 270 K, but our statistical analysis shows that the temperature is likely much higher than that (see text, Sect. 3.2.1). This diagram reveals both cold and warm components along the line of sight. Note that the  $J = 5$  level is plotted with dotted lines because of the high uncertainty on its detection.

We also note that two very weak lines corresponding to the  $J = 5$  rotational level may also be present in the *FUSE* spectrum at a marginal detection level of just  $1.5\sigma$ . If the detection of these lines is real, then the column density given by OWENS is about  $2.69^{+11.8}_{-2.33} \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . The excitation

temperature obtained from simultaneously fitting the column densities of the  $J = 3-5$  levels is then  $945 \pm 189$  K. This result favours the presence of warm  $H_2$  along the line of sight towards HD 141569A.

### 3.2.2. Carbon monoxide

The strongest CO bands that can be detected in the *FUSE* spectral range are  $^{12}\text{CO}$  bands: the  $E-X$  band at  $1076 \text{ \AA}$  and the  $C-X$  band at  $1087 \text{ \AA}$ . Other CO lines, including those of  $^{13}\text{CO}$ , also fall in this spectral domain but are much weaker.

No CO absorption band is observed in the *FUSE* spectrum of HD 141569A. This is consistent with the observations of Caillault et al. (1995) who showed that the star falls just outside the outermost CO contours that trace MBM37, the CO core in L134N. From the *FUSE* spectrum we set an upper limit on the total column density of CO of  $\leq 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Assuming this upper limit on the column density for CO, we find  $N(\text{CO})/N(\text{H}_2) \leq 10^{-6}$ , which is consistent with the typical ratio in the diffuse interstellar medium (Ferland et al. 2000; André et al. 2004).

## 4. Discussion

The radial velocity of the star in the heliocentric rest frame is  $-6.4 \text{ km s}^{-1}$  (Frisch 1987). In the observed *FUSE* spectrum, we measured a radial velocity about  $-25 \text{ km s}^{-1}$  for  $H_2$  and the different atomic species. Nevertheless, the *FUSE* data suffer from an uncertainty in the wavelength calibration which can be as large as  $30 \text{ km s}^{-1}$  in the heliocentric rest frame. It is thus necessary to adjust the absolute wavelength scale.

As a first step, we used a photospheric model with the appropriate stellar parameters (Merín et al. 2004), in order to establish the absolute wavelength calibration of our spectrum (for details see Bouret et al. 2003). Due to the presence of relatively broad interstellar and/or circumstellar (IS/CS) lines superimposed on the photospheric lines, this method gives a very high uncertainty ( $\pm 30 \text{ km s}^{-1}$ ) on the wavelength calibration. With such an uncertainty, the estimates on the radial velocities of the different species are not accurate enough to determine the location of the gas along the line of sight.

In a previous study, using optical spectroscopy data at ultra high resolution ( $\sim 940000$ ), Sahu et al. (1998) identified two absorption components along the line of sight: the first one, probably close to the star, has a radial velocity of  $+5.1 \text{ km s}^{-1}$  in the star's rest frame ( $-1.3 \text{ km s}^{-1}$  heliocentric, or  $-15 \text{ km s}^{-1}$  LSR) and a second one at  $+20.1 \text{ km s}^{-1}$  in the star's rest frame ( $+13.7 \text{ km s}^{-1}$  heliocentric, or  $0 \text{ km s}^{-1}$  LSR), which most likely corresponds to an outer region of the interstellar dark cloud L134N. The first component is detected from the Ca II K line only, while the second one is observed in Ca II K, Na I D1 and D2, K I, and CH lines.

Since the formation of CH is predicted to be controlled by gas-phase reactions with  $H_2$ , the CH molecule should be a good tracer of  $H_2$  (Federman 1982; Mattila 1986; Somerville & Smith 1989). We therefore assumed that our  $H_2$  gas is located in the same region and is at the same velocity as the CH gas observed at optical wavelengths, that is, we set

$v_{H_2} = v_{CH} = +20.1 \text{ km s}^{-1}$  in the star's rest frame. With the resolution of *FUSE* the residual uncertainty on this velocity is about  $\pm 2 \text{ km s}^{-1}$ . Note that the discrepancy ( $38.7 \text{ km s}^{-1}$ ) between the velocities of far ultraviolet lines and the radial velocities of the optical lines is higher than the estimated uncertainty in the absolute scale of the *FUSE* data ( $30 \text{ km s}^{-1}$ ). At the present time, we cannot explain this phenomenon.

As shown earlier, all the atomic species have a radial velocity very close to that of  $H_2$ . In that case, we do not observe any lines at a velocity of about  $+5 \text{ km s}^{-1}$  in the star's rest frame. On the other hand, by shifting our spectrum in order to fix the radial velocity of the detected gas at  $+5 \text{ km s}^{-1}$ , no atomic lines are identified at any other velocity. This would mean that we do not detect any atomic lines from the  $+20 \text{ km s}^{-1}$  component and is thus inconsistent with the detection of several atomic lines in the optical domain. This suggests that we only detect in the FUV domain the component corresponding to an outer region of the dark cloud L134N at  $+20 \text{ km s}^{-1}$ .

The total cold  $H_2$  column density we derive from the *FUSE* spectrum,  $N(H_2) = 2.11^{+1.21}_{-0.83} \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , is in agreement with the  $N(H_2)$  estimate of Sahu et al. (1998) for the component at  $+20 \text{ km s}^{-1}$ . Indeed, they derived  $N(H_2) = 1.5 \pm 0.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  from their CH observations of L134N. In addition, the low excitation temperature of the lower  $J$ -levels of  $H_2$  ( $J \leq 2$ ) along the line of sight towards HD 141569A is comparable to what is generally observed in interstellar molecular clouds (Gry et al. 2002; Rachford et al. 2002). Moreover, numerous lines of atomic species are observed at the same velocity as the  $H_2$  and no lines of very ionized or excited species are present in the spectrum, which is consistent with the chemistry of the diffuse interstellar medium (ISM). Assuming that the populations of the first two levels of Fe II follow a Boltzmann law, for example, we found that their column densities correspond to a kinetic temperature of  $\sim 76$  K. Using the same method, we found a temperature of  $\sim 92$  K from the P II column densities. These temperatures are of the same order of magnitude as what we found for  $H_2$  and imply that these elements are located in the same cold, dense gaseous medium.

From the radio observations at  $21 \text{ cm}$  obtained in the Leiden/Dwingeloo HI survey, Sahu et al. (1998) determined the column density of HI in L134N. They found  $N(\text{HI}) = 5.03 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . Using this value, the fractional abundance given by

$$f(H_2) = \frac{2N(H_2)}{2N(H_2) + N(HI)}$$

is therefore  $0.46^{+0.11}_{-0.12}$  for the region of the dark cloud L134N we observe in absorption. This value of  $f(H_2)$  is typical of that observed for the diffuse component associated with high Galactic latitude molecular clouds (Penprase 1993). All these results favour an interstellar origin of the detected gas.

However, we cannot rule out the presence of a second component at  $+5 \text{ km s}^{-1}$  in the  $H_2$  lines. The  $H_2$  lines corresponding to energy levels up to  $J = 3$  are broad and could be a blend of the two components detected optically at high resolution. In that case, the resolution of *FUSE* may be too low to separate these components. Our  $\chi^2$  tests do not allow us to discriminate the presence of two different gaseous media in the

broad damped lines of  $\text{H}_2$ . Nevertheless, if we assume these two components are present on the line of sight and adopt the column density of  $\text{Ca II}$  determined by Sahu et al. (1998), we should easily identify the component at  $+5 \text{ km s}^{-1}$  in our *FUSE* spectrum. Indeed,  $\text{Ca II}$  is less abundant in the diffuse ISM than  $\text{N I}$ ,  $\text{N II}$  and  $\text{P II}$ , and thus the component at  $+5 \text{ km s}^{-1}$  should be observed in these atomic lines, which is not the case. The  $J = 4$  lines of  $\text{H}_2$  and atomic lines are clearly too narrow to be blends of two different velocity components.

Therefore, our analysis of the *FUSE* spectrum of HD 141569A gives no evidence for the presence of the circumstellar gaseous component at  $+5 \text{ km s}^{-1}$ . In this context, an excitation temperature  $\gg 300 \text{ K}$  for the higher  $J$ -levels ( $J = 3-4$ ) of  $\text{H}_2$  and the relatively large values of the Doppler parameter  $b$  are quite surprising. These physical conditions of the warm gas are incompatible with the classical chemistry of the diffuse ISM. According to recent results, the heating of the gas and an excitation temperature around or higher than  $1000 \text{ K}$  could be explained by the dissipation of turbulence, in shocks or in vortices, within a layer of the dark cloud (Falgarone et al. 2005). It is possible that the warm gas we observe corresponds to the transition layer between the hot and cold regions at the edge of the cloud. In addition, if the lines were only thermally broadened, the  $b$  value should scale with the atomic and molecular mass. Here, the  $b$  value of  $\text{H}_2$  is similar to those of the atomic species and thus this suggests a non-thermal (i.e. turbulent) broadening.

In summary, the excitation diagram of  $\text{H}_2$  obtained from the *FUSE* data shows the presence of two media along the line of sight. Firstly, the lower  $J$ -levels ( $J = 0-2$ ) most likely correspond to a cold inner region in the dark cloud L134N, and secondly, the excitation of the higher  $J$ -levels ( $J = 3-4$ ) is possibly the result of turbulence in a thin external layer of the dark cloud. From the warm region of L134N, we only observe the  $J = 3$  to  $J = 4$  levels because of the very low column densities of the corresponding lower  $J$ -levels ( $J = 0-2$ ). Indeed, the column densities of these levels should be at least 100 times lower than those we observed for the cold  $\text{H}_2$ . Being in the same cloud, these cold and warm components cannot be distinguished from their radial velocities, which are nearly similar. This implies that L134N probably has the sufficient physical conditions to explain the relatively high excitation temperature of the warm  $\text{H}_2$  without invoking the presence of gas very close to the star.

## 5. Conclusion

In the *FUSE* spectrum of HD 141569A, we have identified numerous absorption lines of  $\text{H}_2$  and atomic species at the same radial velocity (at  $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$  velocity resolution), suggesting that all these species are located in the same place. The excitation of the lower  $J$ -levels of  $\text{H}_2$  and the lack of highly ionized and excited atomic species show that we probably observe the lightly reddened diffuse outer region surrounding the L134N dark cloud complex (Juvela et al. 2002). These results confirm those obtained from high resolution observations towards HD 141569A at optical wavelengths concerning the L134N component (Sahu et al. 1998). In addition, our *FUSE* data

suggest the presence of warm excited gas that had not been observed before. While the excitation conditions of the lower  $J$ -levels of  $\text{H}_2$  are typical of conditions in the diffuse interstellar medium, those of the higher  $J$ -levels favour an interpretation in terms of a turbulent region in the dark cloud.

Moreover, our *FUSE* data show no evidence of CS gas close to the star. In the case of HD 141569A, the CS gas is supposed to be located in a disk. The observations by Brittain & Rettig (2002) and Brittain et al. (2003) of the CO emission lines from the disk suggested that all the gas and dust have been cleared out to a distance of more than 17 AU from the star. The inclination angle of the disk is about  $51^\circ$ , and our line of sight to the star does not pass through the disk. Contrary to what has been previously observed for HD 100546 and HD 163296 (Lecavelier des Etangs et al. 2003), two other Herbig stars with CS disks having inclination angles similar to that of HD 141569A, we do not observe for the latter a part of the surface of the inner disk. The nondetection of CS gas implies that there is no remnant of a CS envelope and all the gas has had time to collapse into a flat or very slightly flared disk. This is consistent with the  $^{12}\text{CO}$  observations at  $345.796 \text{ GHz}$  by Dent et al. (2005). Those authors indeed modelled their data with an opening angle for the disk of  $1.0^\circ$ . Our results confirm the evolutionary status of HD 141569A emphasized by the CO observations.

Our FUV observations of HD 141569A raises the question of the physical conditions of formation and excitation of the gas. In this context, new optical spectroscopic observations at high resolution would be necessary to observe other absorption features, especially lines of  $\text{CH}^+$  (near  $3957 \text{ \AA}$  and  $4232 \text{ \AA}$ ) if present. Indeed, the formation of the  $\text{CH}^+$  molecule through the chemical reaction  $\text{C}^+ + \text{H}_2$  needs a temperature about  $4500 \text{ K}$  to occur (Gredel 1997) and is generally associated with the presence of a warm component of  $\text{H}_2$ . Thus, the  $\text{CH}^+$  molecule is a probe of excited media. The observation of  $\text{CH}^+$ , if present, provides the most direct and most definitive evidence to better constrain the excitation of the higher  $J$ -levels of  $\text{H}_2$ .

*Acknowledgements.* This research is based on observations made with the NASA-CNES-CSA Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer. FUSE is operated for NASA by the Johns Hopkins University under NASA contract NAS5-32985. HD 141569A was included in the “Circumstellar Disks Program” Q319 of the *FUSE* guaranteed time (P. I. Deleuil M.). We warmly thank T. Rettig for his comments on the paper. We also thank E. Falgarone, C. Gry and J. Le Bourlot for the fruitful discussions and comments, and B. Godard at J.H.U. for reprocessing data for us. T.S. acknowledges support of FUSE Guest Observer Grant NNG04GO40G from NASA and thanks the Laboratoire d’Astrophysique de Marseille (LAM) for the gracious hospitality that was extended to him during his visit there.

## References

- Abgrall, H., Roueff, E., & Drira, I. 2000, *A&AS*, 141, 297
- Abgrall, H., Roueff, E., Launay, F., Roncin, J. Y., & Subtil, J. L. 1993a, *A&AS*, 101, 273
- Abgrall, H., Roueff, E., Launay, F., Roncin, J. Y., & Subtil, J. L. 1993b, *A&AS*, 101, 323

928

C. Martin-Zaïdi et al.: FUSE observations of molecular hydrogen on the line of sight towards HD 141569A

- André, M. K., Le Petit, F., Sonnentrucker, P., et al. 2004, *A&A*, 422, 483
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., & Ménard, F. 1999, *A&A*, 350, L51
- Balakrishnan, N., Forrey, R. C., & Dalgarno, A. 1999, *ApJ*, 514, 520
- Bouret, J.-C., Martin, C., Deleuil, M., Simon, T., & Catala, C. 2003, *A&A*, 410, 175
- Brittain, S. D., & Rettig, T. W. 2002, *Nature*, 418, 57
- Brittain, S. D., Rettig, T. W., Simon, T., et al. 2003, *ApJ*, 588, 535
- Caillault, J., Magnani, L., & Fryer, C. 1995, *ApJ*, 441, 261
- Clampin, M., Krist, J. E., Ardila, D. R., et al. 2003, *AJ*, 126, 385
- Deleuil, M., Lecavelier des Etangs, A., Bouret, J.-C., et al. 2004, *A&A*, 418, 577
- Dent, W., Greaves, J., & Coulson, I. 2005 [arXiv:astro-ph/0502544]
- Falgarone, E., Verstraete, L., Pineau Des Forêts, G., & Hily-Blant, P. 2005, *A&A*, 433, 997
- Federman, S. R. 1982, *ApJ*, 257, 125
- Ferlet, R., André, M., Hébrard, G., et al. 2000, *ApJ*, 538, L69
- Franco, G. A. P. 1989, *A&AS*, 80, 127
- Frisch, P. C. 1987, *ApJS*, 65, 313
- Gredel, R. 1997, *A&A*, 320, 929
- Gry, C., Boulanger, F., Nehmé, C., et al. 2002, *A&A*, 391, 675
- Hébrard, G., Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., et al. 2002, *ApJS*, 140, 103
- Juvela, M., Mattila, K., Lehtinen, K., et al. 2002, *A&A*, 382, 583
- Laureijs, R. J., Clark, F. O., & Prusti, T. 1991, *ApJ*, 372, 185
- Lecavelier des Etangs, A., Deleuil, M., Vidal-Madjar, A., et al. 2003, *A&A*, 407, 935
- Lecavelier des Etangs, A., Gopal-Krishna, & Durret, F. 2004, *A&A*, 421, 503
- Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., Hébrard, G., et al. 2002, *ApJS*, 140, 67
- Magnani, L., Blitz, L., & Mundy, L. 1985, *ApJ*, 295, 402
- Malfait, K., Bogaert, E., & Waelkens, C. 1998, *A&A*, 331, 211
- Martin-Zaïdi, C., Deleuil, M., Bouret, J.-C., & Simon, T. 2005, *A&A*, in preparation
- Mattila, K. 1986, *A&A*, 160, 157
- Merin, B., Montesinos, B., Eiroa, C., et al. 2004, *A&A*, 419, 301
- Morton, D. C. 2000, *ApJS*, 130, 403
- Mouillet, D., Lagrange, A. M., Augereau, J. C., & Ménard, F. 2001, *A&A*, 372, L61
- Penprase, B. E. 1993, *ApJS*, 88, 433
- Rachford, B. L., Snow, T. P., Tumlinson, J., et al. 2002, *ApJ*, 577, 221
- Roberge, A., Lecavelier des Etangs, A., Grady, C. A., et al. 2001, *ApJ*, 551, L97
- Sahu, M. S., Blades, J. C., He, L., et al. 1998, *ApJ*, 504, 522
- Somerville, W. B., & Smith, C. A. 1989, *MNRAS*, 238, 559
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
- Weinberger, A. J., Becklin, E. E., Schneider, G., et al. 1999, *ApJ*, 525, L53
- Weinberger, A. J., Rich, R. M., Becklin, E. E., Zuckerman, B., & Matthews, K. 2000, *ApJ*, 544, 937

## Molecular Hydrogen in the Circumstellar Environment of Herbig Ae/Be Stars as Revealed by FUSE

C. Martin-Zaïdi<sup>1</sup>, M. Deleuil<sup>1</sup>, J.-C. Bouret<sup>1</sup>, C.P. Dullemond<sup>2</sup>, L. Testi<sup>3</sup>, P.D. Feldman<sup>4</sup>, A. Lecavelier des Etangs<sup>5</sup>, A. Roberge<sup>6</sup>, and A. Vidal-Madjar<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, BP 8, 13376 Marseille Cedex 12, France

e-mail: Claire.Martin@oamp.fr

<sup>2</sup> Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany,

<sup>3</sup> Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Firenze, Italy

<sup>4</sup> Department of Physics and Astronomy, JHU, Baltimore, MD, USA

<sup>5</sup> Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, Paris, France

<sup>6</sup> Carnegie Institution of Washington, Washington, DC, USA

Received ... / Accepted ...

**Abstract.** We present our analysis of molecular hydrogen ( $H_2$ ) in the circumstellar (CS) environment of a sample of Herbig Ae/Be (HAeBes) stars observed with the *FUSE* (*Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer*) satellite. This sample spans a large spectral range (from F4 to B2), including the main-sequence A5 star  $\beta$ -Pictoris. Our analysis demonstrates that the excitation of  $H_2$  is clearly different around most of the HAeBes than in the interstellar medium. Moreover, the characteristics of  $H_2$  around Herbig Ae and Be stars give evidences for different mechanisms of excitation. For the most massive stars of our sample (B9 to B2 type) the excitation diagrams are comparable to that observed for photodissociation regions. Our results favour an interpretation in terms of CS envelopes, remnant of the molecular cloud in which the stars were formed. On the other hand, the group of Ae stars (later than B9 type) known to possess disks is more inhomogeneous. In most cases, when CS  $H_2$  is detected, the lines of sight do not pass through the disks, but the excitation conditions correspond to collisionally excited media close to the stars. We conclude that the  $H_2$  we observe may be located at the interface between the disk and an extended chromosphere, in a warm region where the temperature is constant, or may be due to the photoevaporation of the disk. In addition, no clear correlation has been found between the ages of the stars and the amount of circumstellar  $H_2$ . Our results suggest structural differences between Herbig Ae and Be stars' environments which could be explained by a faster evolution of the latter combined with stronger radiation fields.

**Key words.** stars: circumstellar matter – stars: formation – stars: pre-main sequence – ISM: molecules

### 1. Introduction

A long-standing question of modern astrophysics is how stars and planets form from their parent molecular clouds. It is generally accepted that the collapse of an interstellar molecular cloud core to form a protostar naturally produces a disk-shaped nebula in which planets might form. In the past twenty years, both planets and disks have begun to be observed around nearby stars. Some young stars with disks, e.g., the T Tauri star GM Aur (Rice et al. 2003), are also suspected of harboring young planets.

Disks have been directly imaged around T Tauri (e.g., HK Tau, Stapelfeldt et al. 1998), while coronagraphic imaging of HAeBes disks has been performed successfully only in a few cases (e.g. Pantin et al. 2000; Grady et al. 2001; Augereau & Papaloizou 2004). Most evidence for

disks around Herbig Ae/Be stars is indirect: blueshifted absorption lines, polarization, mass estimates from millimeter observations, extinction measurements, and simple disk model fitting to infrared spectral energy distribution (IR SEDs) (Corcoran & Ray 1997; Bastien & Menard 1990; Hillenbrand et al. 1992). Numerous observations have revealed elongated structures around several HAeBes, with velocity gradients along the major axes characteristic of gas in Keplerian rotation (Mannings & Sargent 1997, 2000). In addition, the SED of HAeBes present a dip near  $10\mu\text{m}$  which cannot be explained by normal dust-removal processes, such as the Poynting-Robertson effect and radiation pressure due to the star. Rather, it suggests that the dust structure is evolving because of a break-up of the disk. One possibility is that this is caused by planet formation (Bouwman et al. 2003). In this context, HAeBes have gained a lot of interest as pos-

**Table 1.** Physical parameters of the sample stars.

Name	Spectral Type	T <sub>eff</sub> (K)	E (B-V)	$v \sin i$ (km s <sup>-1</sup> )	Vrad (km s <sup>-1</sup> )	Age <sup>(b)</sup> (Myr)	Mass <sup>(b)</sup> (M <sub>⊙</sub> )	Distance (pc)	Log L <sub>*</sub> (L <sub>⊙</sub> )	Ref.
$\beta$ -Pic	A5V	8200	0.02	140	+20	20	1.75	19.3	0.94	1,2,3,4,5
HD 135344	F4V	6750	0.15	80	-3	30	1.3	84	0.48	1,6,7,8,9,11
HD 100453	A9	7500	0.08	39	—	10	1.7	114	0.95	1,7,8,10,11
HD 36112	A5	8120	0.07	60	+17.6	3.1	2.0	200	1.35	1,9,11,12,13
HD 104237	A4	8500	0.10	10	+14	2	2.3	116	1.55	1,7,11,12,14
HD 163296	A1Ve	8700	0.06	133	+4	4.7	2.2	122	1.48	1,12,15,16
NX PUP	A0	9770	0.19	120	—	2.8	2.4	450	1.63	1,12,18,19,20
AB Aur	A0V	9800	0.16	100	+21	2.6	2.4	144	1.68	1,23,24,25
BD+46°3471	A0/B9V	9800	0.29	150	+8	0.5	2.5	900	2.18	1,12,25,26,27
HD 141569	B9V	10040	0.13	236	-6.4	5	2.0	108	1.35	1,12,28
HD 100546	B9V	10470	0.08	55	+17	≥ 9.0	2.4	103	1.51	1,11,12,29
HD 109573	A0/B9	10500	0.03	152	+9.4	8	2.5	67	1.37	1,17,21,22
BD+61°154	B9/B8	11200	0.69	—	-28	0.2	4.3	650	2.52	1,23,25,31
HD 176386	B9/B8	12000 <sup>(a)</sup>	0.19	220	+7.3	2.8	2.7	140	1.69	1,30
HD 250550	B7	12800 <sup>(a)</sup>	0.22	110 <sup>(a)</sup>	+31	1.0	3.6	≥ 160	2.19	1,12,23,32
HD 85567	B5V	15200 <sup>(a)</sup>	0.23	60 <sup>(a)</sup>	0/-5	1.0	4.2	≥ 480	2.54	1,12,33
HD 259431	B5	15900 <sup>(a)</sup>	0.26	95 <sup>(a)</sup>	+43	≤ 1.0	4.4	290-800	2.52	1,12,23,32
HD 38087	B5V	16500 <sup>(a)</sup>	0.29	100 <sup>(a)</sup>	+33	≥ 0.5	4.5 - 4.7	381	2.61	1,14 <sup>(c)</sup>
HD 76534	B2	20000 <sup>(a)</sup>	0.32	110 <sup>(a)</sup>	+17	≥ 0.5	≥ 5	≥ 160	2.83	1,12,23,34

(a) Determined from our modelling (see for details on the method Bouret et al. 2003); (b) Calculated by Dr. L. Testi from the Palla & Stahler (1999) tracks; (c) Luminosity calculated using bolometric correction;

(1) SIMBAD data base; (2) Smith & Terrile (1984); (3) Barrado y Navascués et al. (1999); (4) Bouret et al. (2002); (5) Crifo et al. (1997); (6) Malfait et al. (1998); (7) Meeus et al. (2001); (8) Dominik et al. (2003); (9) Dent et al. (2005); (10) Meeus et al. (2002); (11) Acke & Waelkens (2004); (12) van den Ancker et al. (1998); (13) Beskrovnyaya et al. (1999); (14) Bertout et al. (1999); (15) Cidale et al. (2001); (16) Mora et al. (2001); (17) Torres et al. (2003); (18) Corcoran & Ray (1997); (19) Valenti et al. (2000); (20) Böhm & Catala (1995); (21) Royer et al. (2002); (22) Gerbaldi et al. (1999); (23) Finkenzeller & Jankovics (1984); (24) Böhm & Catala (1993); (25) Bouret & Catala (1998); (26) Lada (1985); (27) Hernández et al. (2004); (28) Dunkin et al. (1997); (29) Donati et al. (1997); (30) Siebenmorgen et al. (2000); (31) Millan-Gabet et al. (2001); (32) Bouret et al. (2003); (33) Miroshnichenko et al. (2001); (34) Martin et al. (2004).

sible precursors of  $\beta$ -Pictoris and Vega-type stars, whose CS debris disks are believed to host planetary bodies. This raises the possibility that the environment around the HAeBes truly represents a very early phase of planet formation. The physical parameters of HAeBes disks can thus be used to constrain the duration of the protoplanetary phase and the age at which the signatures of planets become visible in circumstellar disks.

On the other hand, mid-IR observations at high spatial resolution have revealed that the emission observed in HAeBes is generally not confined to optically thick disks but rather comes from more complex environments such as remnant envelopes (Polomski et al. 2002). On the basis of millimeter interferometric measurements, Natta et al. (2000) concluded that CS envelopes are much more common around Herbig Be stars than around Herbig Ae/B9 stars. These conclusions have been confirmed by near-IR speckle interferometry observations (Leinert et al. 2001). This indicates structural differences between Herbig Ae stars and Herbig Be stars. These results are fully compatible with the faster evolution of the more massive HBes.

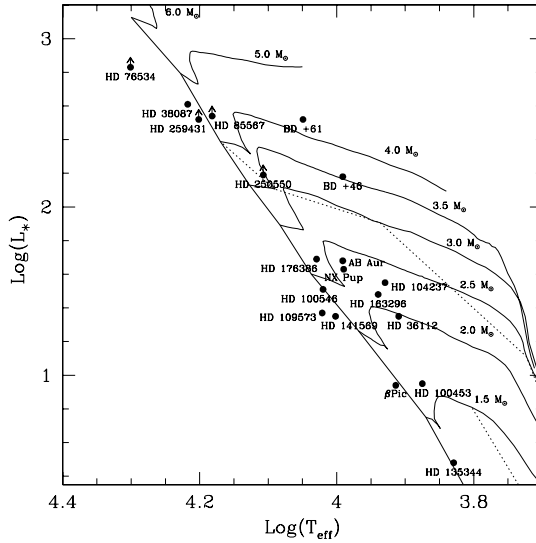
Molecular hydrogen, from which giant planets are believed primarily to form, is the most abundant molecule in the CS environment of young stars. The detection of H<sub>2</sub> provides the most direct information about the gaseous content in the CS environment of HAeBes and allows to set limits on the timescale for the dissipation of the circumstellar matter and the possible planet building. To that purpose, we have undertaken a global analysis of the *FUSE* spectra of a sample of Herbig stars spanning the spectral range from F4 to B2, including the main-sequence A5 star  $\beta$ -Pictoris, in order to determine the physical conditions of the gaseous CS environment, especially those of molecular hydrogen.

This paper is organized as follows: in Sect. 2 we present our sample stars and recall the methods used for data reduction and analysis which have been detailed in previous papers. The results obtained from the H<sub>2</sub> lines analysis are exposed in Sect. 3. The detailed analysis and interpretation of our results for each group of stars are presented in Sect. 4 and Sect. 5. We explored the possible evolutionary trends from our results in Sect. 6. Our conclusions are discussed in Sect. 7.



## 2. Sample stars and data analysis

We analysed a sample of HAeBes of spectral types from F4 to B2, and the main-sequence A5 star  $\beta$ -Pictoris. Some among these stars are considered as transitional objects passing from the pre-main sequence stage into zero-age main sequence (ZAMS). Some results we will present in this paper have already been published and will only be recalled. The parameters of the stars are tabulated in Table 1. Most of the physical parameters are from the literature, but in some cases, we re-evaluated the effective temperatures of the stars (for details on the method see Bouret et al. 2003). From these values, we calculated the ages and masses of the stars from the Palla & Stahler (1999) tracks using the interpolation routines written by Testi et al. (1998). All the stars are plotted in the HR diagram presented in Fig. 1 which gives the evolutionary status of each star.

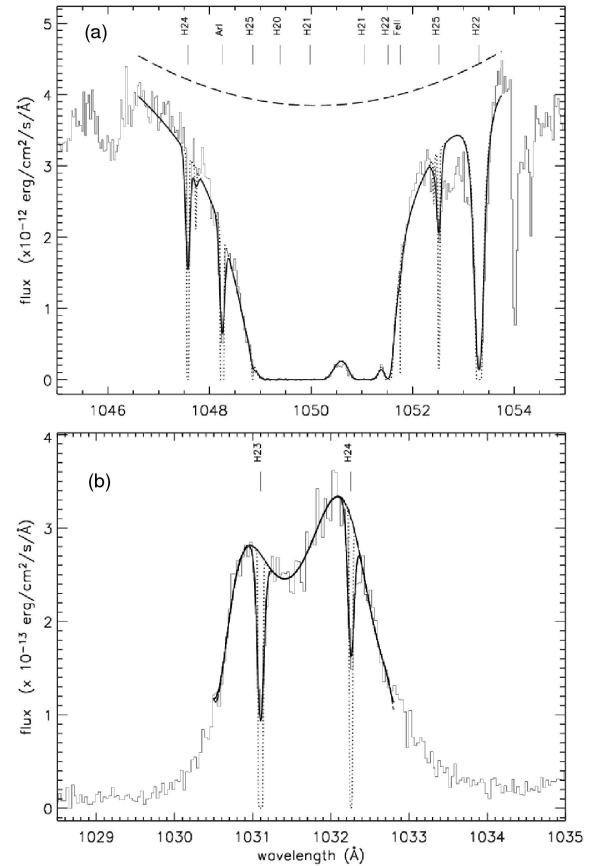


**Fig. 1.** The whole sample is plotted on this HR diagram. The evolutionary tracks between the pre-main sequence phase and the ZAMS is clearly shown for the Ae/B9 stars. For the more massive Be stars, the pre-main sequence stage is less clear due to the faster evolution of these stars.

All these stars have been observed with the *FUSE* satellite. The *FUSE* observations cover the wavelength spectral range from 905 Å to 1187 Å at a spectral resolution of  $R \sim 15000$ . For the sake of consistence, all the spectra were reprocessed with the version 3.0.7 of the *FUSE* pipeline, CalFUSE. For each star, the total exposure time is splitted into several subexposures which have been co-aligned using a linear cross-correlation procedure and added segment by segment. In some cases, the co-added spectra in each detector channel were rebinned in

wavelength in order to increase the S/N ratio without degrading the resolution.

We performed the molecular and/or atomic absorption lines analysis using the OWENS profile fitting procedure written by Dr. M. Lemoine. The data reduction and analysis method are presented in the papers by Bouret et al. (2003), Martin et al. (2004) and Martin-Zaïdi et al. (2005). We refer the reader to these papers for more details.



**Fig. 2.** (a) Example of fit of H<sub>2</sub> lines in the well developed stellar continuum of HD 76534 (Martin et al. 2004). Stellar continuum: dashed line; Intrinsic line profile: dotted line; Resulting profile: thick line. (b) Fit of H<sub>2</sub> lines superimposed on the emission line near 1032 Å of the OVI doublet in the *FUSE* spectrum of HD 163296. Here, the stellar flux is too low to observe absorption lines in the continuum. In these two plots, the H<sub>2</sub> levels are marked H20 for ( $v = 0, J = 0$ ), H21 for ( $v = 0, J = 1$ ) etc...

For the hottest stars of the sample, the FUV stellar flux is high enough to observe numerous circumstellar and/or interstellar (CS/IS) lines in absorption. On the other hand, for the coolest stars, the FUV flux is too low to observe absorption lines in the stellar continuum, but some absorption lines can be observed superimposed on

emission lines that are sometimes present in the spectra (e.g. Bouret et al. 2002; Deleuil et al. 2004). Examples of H<sub>2</sub> absorption lines fitted in the stellar continuum and superimposed on emission lines are given in Fig. 2.

### 3. Gaseous content

The *FUSE* satellite offers access to the electronic transitions of H<sub>2</sub> corresponding to the Lyman and Werner series. These electronic transitions are between the rotational levels ( $J$ ) of the ground vibrational level ( $v = 0$ ) of the fundamental electronic level ( $X$ ) and the different rotational levels of the vibrational levels of the first ( $B$ ) and second ( $C$ ) electronic levels. With propitious physical conditions, *FUSE* also offers access to transitions from rotational levels of higher vibrational levels ( $v \geq 1$ ) of the fundamental electronic level (e.g. Lecavelier des Etangs et al. 2003; Bouret et al. 2003; Boissé et al. 2005).

In most of the *FUSE* spectra of our sample, we identified absorption lines of H<sub>2</sub> corresponding to the rotational levels in the ground vibrational state and transitions arising from various rotational levels (as high as  $J = 5$ ) in the first excited vibrational state ( $v = 1$ ) of the ground electronic state are also detected in some cases.

For all the sample stars, we determined the column densities of each energy level of H<sub>2</sub>, the radial velocities and the line widths. Our results are summarized in Table 2 with  $2\text{-}\sigma$  error bars. At the *FUSE* resolution, for most of the stars, the gas' velocity is very close to that of the star. This is a clue of the CS origin of the detected gas.

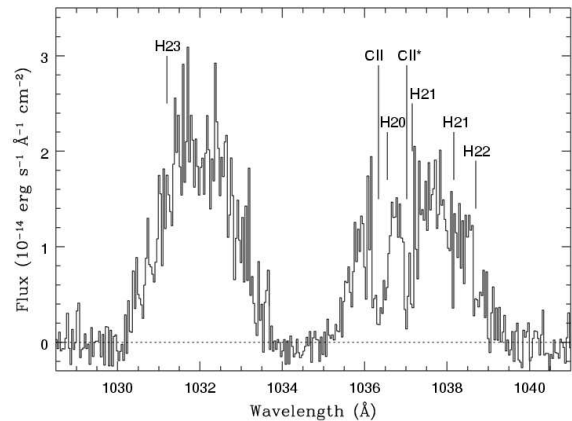
When H<sub>2</sub> is detected in the *FUSE* spectra, we have plotted the excitation diagrams for H<sub>2</sub> towards each star from the derived column densities. These diagrams show the ratio of the column density to the statistical weight of each energy level against the energy of the level. These diagrams characterize the excitation conditions of the gas and give informations about the temperature of the gas and its physical conditions (see Sect. 4 and Sect. 5). Since the relative populations of the lower H<sub>2</sub> energy levels are determined primarily by thermal collisions, the excitation temperature found from these levels should be close to the kinetic temperature of the gas. However, the populations of the higher levels can be inflated by UV and/or formation pumping and by radiative cascade (Shull & Beckwith 1982). The temperature given by the high  $J$ -levels is then only indicative of the presence of warm or hot gas, but is not the real temperature of the gas.

## 4. Stars harboring CS disks

### 4.1. The main-sequence star $\beta$ -Pictoris

$\beta$ -Pictoris is a A5 type main-sequence star known to possess an edge-on debris disk (e.g. Smith & Terrile 1984; Vidal-Madjar et al. 1998). This star has been observed for the third time by *FUSE* in November 2002, with a total exposure time about 50 000 seconds which is much larger than the two first observations (2000, 2001). The goal was

to increase the signal-to-noise ratio (S/N). The FUV flux of this star is too low to observe H<sub>2</sub> absorption lines in the stellar continuum, but if present, they could be detected on the emission lines of the O VI  $\lambda\lambda 1032\text{-}1038$  resonance doublet. As previously demonstrated by Lecavelier des Etangs et al. (2001), FUV observations show a deficiency of molecular hydrogen in the disk of  $\beta$ -Pictoris. Those authors derived from the *FUSE* spectrum an upper limit on the total H<sub>2</sub> column density about  $10^{18} \text{ cm}^{-2}$ .



**Fig. 3.** O VI emission doublet near 1032 Å and 1038 Å in the *FUSE* spectrum of  $\beta$ -Pictoris obtained in 2002. Here, only the exposures obtained during the night have been co-added, to avoid the contamination by strong *airglow* emission lines due to the Earth's atmosphere. The positions in wavelength of the H<sub>2</sub> transitions we should observe if H<sub>2</sub> was present along the line of sight are plotted.

Figure 3 shows the O VI emission doublet near 1032 Å and 1038 Å on which one could expect to observe, if present, H<sub>2</sub> absorption lines. The quality of the 2002 data are greater than the exposures obtained in 2000 and 2001, which allows us to better constrain the upper limit on the H<sub>2</sub> column density at less than  $2.58 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ . We estimated the following upper limits for each energy level:  $N_{J=0} \leq 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ,  $N_{J=1} \leq 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ,  $N_{J=2} \leq 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ,  $N_{J=3} \leq 8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , at the 97% level of confidence. We have co-added all the exposures, obtained in 2000, 2001 and 2002, of the *FUSE* spectrum of  $\beta$ -Pictoris, in order to obtain a S/N as high as possible, and found the same upper limits for each energy level.

As shown by Lecavelier des Etangs et al. (2001) the deficiency of molecular hydrogen in this disk implies that the midplane of the disk has been cleared of gas. This clearing could be the consequence of giant planet formation.

### 4.2. Transitional objects: HD141569A and HD109573

HD141569A and HD109573 are B9 and B9/B8 type, respectively, known to possess debris disks (Augereau et al. 1999; Jura 1991). These two stars are passing from the

**Table 2.** Total column densities, radial velocities, line widths and origin of the detected H<sub>2</sub> towards each star of the sample. Radial velocities are in the stars' rest frame. The inclination angles for the disks are given with respect to the line of sight. "n" is for stars with no evidence for disk.

Name	log N(H <sub>2</sub> )	V <sub>rad</sub> (H <sub>2</sub> ) (km s <sup>-1</sup> )	<i>b</i> (km s <sup>-1</sup> )	Origin of H <sub>2</sub>	Ref.	inclination of the disk (°)	Ref.
β-Pic	≤ 17.45	0	—	—	(1)	~0	(6)
HD 135344	≤ 15	0	—	—	(1)	79±2	(7)
HD 100453	≤ 13.90	0	—	—	(1)	~65	(8)
HD 36112	≤ 15.78	0	—	—	(1)	53-57	(9)
HD 104237	18.68 <sup>+0.39</sup> <sub>-0.61</sub>	1.4 <sup>+0.9</sup> <sub>-1.0</sub>	5.3 <sup>+0.6</sup> <sub>-0.7</sub>	CS	(1)	78	(10)
HD 163296	18.16 <sup>+0.27</sup> <sub>-0.40</sub>	0±2	2.2 <sup>+0.5</sup> <sub>-0.7</sub>	CS	(2), (1)	60±5	(11)
NX Pup	—	—	—	—	(1)	?	
AB Aur	20.03 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.19</sub>	2±3	6.8 <sup>+2.8</sup> <sub>-2.2</sub>	IS/CS?	(1),(4)	55-63	(13)
BD+46°3471	—	—	—	—	(1)	?	
HD 141569	20.32 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.22</sub>	20	5.3 <sup>+0.3</sup> <sub>-0.5</sub>	IS	(1)	51±3	(14)
HD 100546	16.46 <sup>+0.24</sup> <sub>-0.14</sub>	0±2	3.4 <sup>+0.8</sup> <sub>-0.5</sub>	CS	(2), (1)	51±3	(15)
HD 109573	≤ 15.40	0	—	—	(1)	20.5±3	(12)
BD+61°154	—	—	—	—	(1)	?	
HD 176386	20.80 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.26</sub>	~ -7.0	—	CS	(1)	n	
HD 250550	19.26 <sup>+0.17</sup> <sub>-0.40</sub>	-1.0 <sup>+1.7</sup> <sub>-2.0</sub>	5.6 <sup>+0.7</sup> <sub>-0.8</sub>	CS	(3)	n	
HD 85567	19.33 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.17</sub>	4.5 <sup>+0.3</sup> <sub>-0.2</sub>	6.0 <sup>+0.7</sup> <sub>-0.9</sub>	CS	(1)	n	
HD 259431	20.64 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.19</sub>	13.0 <sup>+2.2</sup> <sub>-1.8</sub>	4.5 <sup>+0.3</sup> <sub>-0.5</sub>	CS	(3)	n	
HD 38087	20.43 <sup>+0.15</sup> <sub>-0.08</sub>	2.36 <sup>+1.2</sup> <sub>-2.1</sub>	3.7 <sup>+0.3</sup> <sub>-0.2</sub>	CS	(1)	n	
HD 76534	20.64 <sup>+0.16</sup> <sub>-0.16</sub>	0.0 <sup>+0.3</sup> <sub>-1.3</sub>	5.0 <sup>+0.2</sup> <sub>-0.3</sub>	CS	(5)	n	

(1) this work; (2) Lecavelier des Etangs et al. (2003); (3) Bouret et al. (2003); (4) Roberge et al. (2001); (5) Martin et al. (2004); (6) Smith & Terrile (1984); (7) Dent et al. (2005); (8) Dominik et al. (2003); (9) Eisner et al. (2004); (10) Grady et al. (2004); (11) Grady et al. (2000); (12) Augereau et al. (1999); (13) Eisner et al. (2003); (14) Weinberger et al. (1999); (15) Augereau et al. (2001).

pre-main sequence Herbig star stage into zero-age main sequence (ZAMS) stars, and are so-called transitional objects. Their ages have been estimated at  $4.71 \pm 0.3$  Myr for HD141569A (Merin et al. 2004), and  $8 \pm 2$  Myr for HD109573 (Stauffer et al. 1995), which is in agreement with our calculations (Table 1).

In the HD141569A spectrum, we have identified absorption lines of molecular hydrogen and different atomic species corresponding to the the slightly reddened diffuse outer region surrounding the L134N dark cloud complex (Juvela et al. 2002). Our detailed analysis of the *FUSE* spectrum of HD141569A is presented in the paper by Martin-Zaïdi et al. (2005). No line is seen at the velocity of the star which implies that we do not observe circum-stellar gas. The nondetection of CS gas implies that there is no remnant of a CS envelope and all the gas has had time to collapse into a flat or very slightly flared disk. This is consistent with the <sup>12</sup>CO observations at 345.796 GHz by Dent et al. (2005).

The case of HD109573 is quite different. This star is known to possess a flat debris disk nearly seen edge-on, with an inclination angle of about 20° from the line of sight (Augereau et al. 1999). The dusty disk splits into two components: an inner annulus located at 4 to 9 AU from the central star and an outer ring at 70 AU (Wahhaj et al. 2005; Augereau et al. 1999). These two components are separated by a hole located between 55 and 60 AU from

the star, which probably is the consequence of planet formation (Augereau et al. 1999). The outer ring is about 15 AU thick, with an inclination angle of  $13 \pm 1^\circ$  from the line of sight (Telesco et al. 2000). This implies that the disk intersects the line of sight and should be seen in absorption. However, we do not observe absorption lines of H<sub>2</sub> in the *FUSE* spectrum, while the resonance triplet of N I near 1134 Å and a few very narrow lines of Fe II are identified. For these species, two velocity components are distinguished (at  $-5 \text{ km s}^{-1}$  and  $-15 \text{ km s}^{-1}$  in the star rest frame) and correspond to the components previously observed by Holweber et al. (1999) at optical wavelengths and in the UV by Chen & Kamp (2004). According to those authors, these components are IS in origin. We set an upper limit on the total column density of H<sub>2</sub> at  $\leq 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , which is fully consistent with the limit found by Chen & Kamp (2004) from the *FUSE* spectrum. Those authors estimated the gas mass in the disk to be in a range from 1 M<sub>⊙</sub> to 5 M<sub>⊙</sub> depending on the adopted gas-to-dust ratio. Such a mass is too low to form giant planets. The non-detection of H<sub>2</sub> in the *FUSE* spectrum of HD109573 implies that the disk is almost depleted of molecular gas, which is in agreement with the evolutionary status of this star.

### 4.3. Herbig stars

#### 4.3.1. BD+46°3471, BD+61°154 and NX Pup

In the *FUSE* spectra of BD+46°3471 and BD+61°154, the observed flux is near zero, which is inconsistent with the spectral type of these stars. Only airglow lines are seen, thus the stars were probably out the aperture during the observations. We underline that for the BD+61°154 *FUSE* observation the detector 2 of *FUSE* was off, but the detector 1 covers all the *FUSE* spectral range.

These stars were observe during “observatory programs” which are programs devoted to instrumentals testing.

The photospheric flux of NX Pup would be high enough to observe absorption lines but the S/N ratio of the data is too low ( $\sim 2$ -3 at 1100 Å) to a realistic detection of such lines.

#### 4.3.2. HD36112, HD135344 and HD100453

The Far UV fluxes of HD36112, HD135344 and HD100453 are too low to observe any absorption lines. However, emission lines of O VI are detected in all these spectra. For these three stars, with a high inclination angle for the disks (see Table 2), the only way to observe absorption lines from the disks is that the line of sight intersects the inner rim of the disk.

In the HD36112 spectrum, only a weak O VI emission line near 1032 Å is observed. The other line of the doublet (at 1038 Å) is maybe completely suppressed by broad C II and/or H<sub>2</sub> absorption lines. But no H<sub>2</sub> absorption line is observed. If H<sub>2</sub> is present along the line of sight, we should observe two absorption lines corresponding to the  $J = 3$  and  $J = 4$  rotational levels superimposed on this O VI emission line. We then set an upper limit on the column densities of the  $J = 3$  and  $J = 4$  levels. We estimated these column densities at  $N(\text{H}_2)_{(J=3)} \leq 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  and  $N(\text{H}_2)_{(J=4)} \leq 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .

Eisner et al. (2004) have estimated an inclination angle for the disk about 33° to 37° from the plane of the sky (i.e. 57° to 53° from the line of sight) and the distance of the inner rim from the star has been estimated by Monnier et al. (2005) at  $0.55 \pm 0.04$  AU. With these values, and assuming that the disk is flared (Chiang et al. 2001), we used the flared disk model by Dullemond et al. (2001) in order to estimate the physical height of the inner rim of the disk. Our goal was to estimate if we could observe circumstellar absorption lines of the gas located in the disk. From our modelling, we found that the temperature of the dust in the inner rim of the disk should be about  $\sim 1200$  K and that the height of the dusty inner rim should be about  $\sim 0.1$  AU. According to these geometric scales, the *FUSE* line of sight does not pass through the dusty inner rim of the disk. Our non-detection of H<sub>2</sub> absorption lines in the *FUSE* spectrum implies both the two following conclusions: (i) the central star is not surrounded by a CS envelope, i.e. all the gas has had time to collapse into the

disk; (ii) if present, the gas should be coupled with the dust in the disk.

The cases of HD135344 and HD100453 are nearly identical to that of HD36112 with a very low flux level. No H<sub>2</sub> absorption lines are observed superimposed on the O VI emission lines. In these cases, since the two emission lines of the doublet are detected, we can set an upper limit on the total column density of H<sub>2</sub>. Indeed, the theoretical transitions of the  $J = 0$  to  $J = 2$  levels, which are the most intense transitions of H<sub>2</sub>, fall in the same wavelengths range that the second component of the O VI doublet. We found that the total column density of H<sub>2</sub> should be less than  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$  towards HD135344 and less than  $8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  towards HD100453.

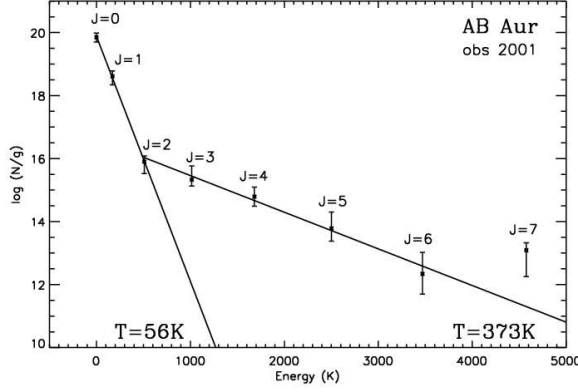
The disks of HD135344 and HD100453 are flared and inclined by 79° (Dent et al. 2005) and 65° (Dominik et al. 2003) respectively with respect to the line of sight. In the case of HD135344, Dent et al. (2005) have shown that the CO emission they detected occurs from the disk between 10 AU and 75 AU from the central star. Thoses authors pointed out that the emission of the gas may occur from a region closer to the star than 10 AU. We assumed that the H<sub>2</sub> gas is located at  $\sim 10$  AU from the star. By taking into account the inclination angle of the disk in the flared disk model (Dullemond et al. 2001), the inner rim of the disk can not be observed in absorption. Concerning HD100453, with the parameters of Dominik et al. (2003) we also used the flared disk model in order to estimate the physical height of the inner rim of the disk. We found that the dusty inner rim of the disk should be located at 0.22 AU from the star, and its height should be about  $\sim 0.06$  AU. Here again, the line of sight does not pass through the disk.

For these three stars, the non-detection of H<sub>2</sub> suggests that, if present, the gas extends not far enough from the mid-plane of the disk to be detected in absorption.

#### 4.3.3. AB Aurigæ

AB Aurigæ was observed in February 2000 and in October 2001. In Table 2, we present our results obtained from the October 2001 observations which are in agreement with those of Roberge et al. (2001) about the  $J \leq 2$  lines from the February 2000 spectrum. In this spectrum, we have identified H<sub>2</sub> lines corresponding to  $J = 0$  to  $J = 7$  in the ground vibrational state ( $v = 0$ ). Figure 4 presents the excitation diagram towards AB Aur. The H<sub>2</sub> is thermalized up to  $J = 2$  with a low kinetic temperature of  $56 \pm 4$  K. The column densities of the higher J-levels are compatible with thermal equilibrium at a temperature of  $373 \pm 83$  K. These excitation conditions of H<sub>2</sub> are similar to those observed in the diffuse interstellar medium (Gry et al. 2002; Rachford et al. 2002; Browning et al. 2003).

AB Aur is known to harbor an extended CS disk with an inclination angle between 27° and 35° from the plane of the sky (Eisner et al. 2003; Pantin et al. 2004). With such an angle, the disk is nearly seen face-on. According to



**Fig. 4.** Excitation diagram for H<sub>2</sub> in AB Aurigae. The H<sub>2</sub> is thermalized up to  $J=2$  with a low kinetic temperature about 56 K, while the column densities of the higher  $J$ -levels are consistent with a temperature about 373 K.

the estimates by Dullemond et al. (2001) from their flared disk model, the inner rim of the dusty disk is located at 0.52 AU from the star and its scale height is  $\sim 0.1$  AU. The line of sight clearly does not intersect the inner rim of the disk.

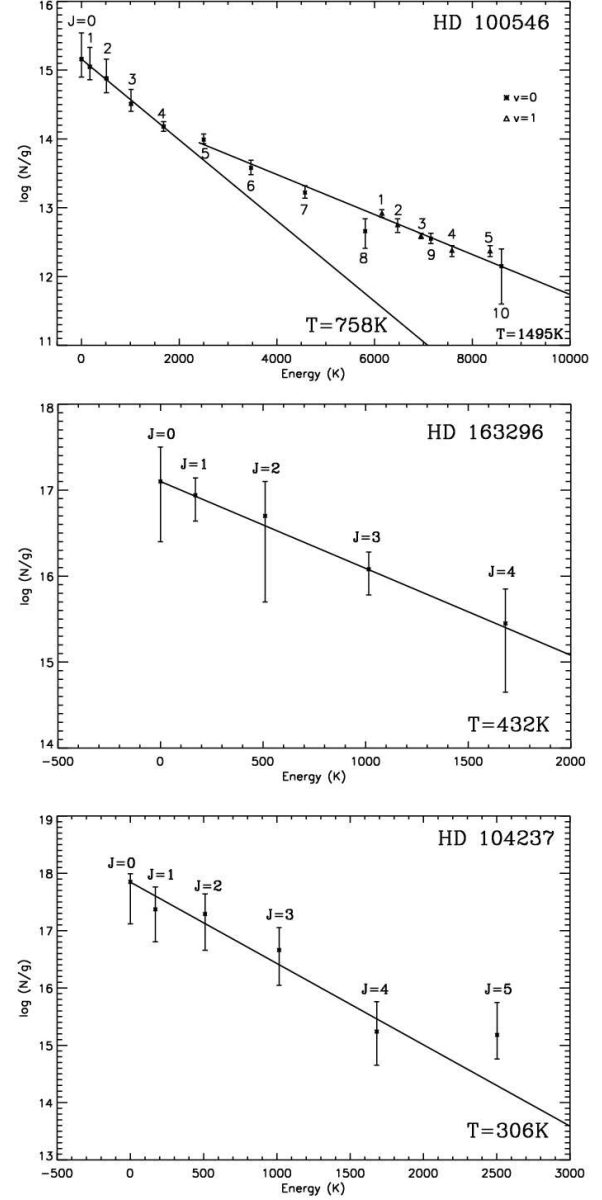
The lack of resolution of *FUSE* prevents of drawing clear conclusions about the origin of the detected gas on the basis of its radial velocity. The H<sub>2</sub> could be IS in origin as claimed by Roberge et al. (2001), or have a CS origin, as a cold component of the remnant of the molecular cloud in which the star was formed.

#### 4.3.4. HD100546, HD163296 and HD104237

These three stars of our sample are also surrounded by disks which have been imaged (Augereau et al. 2001; Grady et al. 2000, 2004).

Our results about HD100546 and HD163296 are fully consistent with those of Lecavelier des Etangs et al. (2003). In the HD100546 spectrum, rotational levels ( $J$ ) of the ground vibrational level ( $v=0$ ) up to  $J=10$  and  $J$ -levels of the first vibrational level ( $v=1$ ) up to  $J=5$  are detected, while in HD163296 and HD104237 spectra only the  $J$ -levels up to  $v=0$ ,  $J=4$  and  $v=0$ ,  $J=5$ , respectively, are detected. Higher rotational  $J$ -levels and vibrational levels are beyond the detection limit, because of the steep flux decrease caused by the later spectral types of these two stars and because of the lower signal-to-noise ratios of the data. These low signal-to-noise ratios are responsible for the rather high uncertainty in the determination of the column densities (see Fig. 5).

We have plotted the excitation diagrams for these stars in Fig. 5. For the three stars, the H<sub>2</sub> is thermalized up to  $J=4$  with high kinetic temperatures. Concerning HD100546, the column densities of the levels up to  $J=4$  ( $v=0$ ) are consistent with a kinetic temperature of  $758 \pm 147$  K while those of the higher  $J$ -levels give a tem-



**Fig. 5.** (a) Excitation diagram of H<sub>2</sub> for HD100546. H<sub>2</sub> is thermalized up to  $J=4$  with a kinetic temperature of 740 K. The column densities of the higher  $J$ -levels are consistent with a temperature about 1495 K. (b) Excitation diagram of H<sub>2</sub> for HD163296. As for HD100546, H<sub>2</sub> is thermalized up to  $J=4$  with a lower kinetic temperature of 430 K. Here only the levels  $v=0$  up to  $J=4$  are observed because of the later type of the star (A1Ve) and the low S/N ratio of the spectrum. (c) Excitation diagram of H<sub>2</sub> for HD104237. H<sub>2</sub> is thermalized up to  $J=4$  with a kinetic temperature of 306 K. The higher  $J$ -levels are likely consistent with a higher temperature, as shown by the  $J=5$  column density.

perature about  $1495 \pm 70$  K. On the other hand, the column densities for the four first J-levels derived from the HD163296 spectrum imply a single temperature of  $432 \pm 135$  K, while the column density of the  $J = 5$  level clearly does not correspond to the same temperature than the other J-levels. In the case of HD104237, our results are in agreement with those obtained by Herczeg et al. (2003). The excitation temperature given by the column densities of H<sub>2</sub> around HD104237 is  $306 \pm 80$  K.

These excitation diagrams suggest the presence of collisionally excited media close to the stars. Concerning HD100546 and HD163296, Lecavelier des Etangs et al. (2003) estimated that the gas should be located at a distance about 1.5 AU from HD100546 and 4AU from HD163296 to explain these excitation conditions. Concerning HD104237, Grady et al. (2004) estimated this distance at 0.5 AU from their multi-wavelengths spectroscopic/imaging analysis. However, the inclination angles to the lines of sight estimated for the disks of HD100546, HD163296 and HD104237 are  $51^\circ \pm 3^\circ$ ,  $60^\circ \pm 5^\circ$  and  $78^\circ$  respectively (Augereau et al. 2001; Grady et al. 2000, 2004). With such angles, the lines of sight may not pass through the disks.

We used the flared disk model to estimate the distance scales of the dusty inner disk of HD100546. Indeed, HD100546 is the only star for which we observed hot excited gas ( $J \geq 5$ ), supposed to be closer to the star than warm gas. We proceeded as follows: we first assumed that the temperature of the dust in the inner rim of the disk is identical to that of the hot gas derived from the column densities of the high J-levels in the *FUSE* spectrum. We also assumed that the mass of the disk is in the range of a few tens to a few hundred Earth's masses (Henning et al. 1998; Bouwman et al. 2000), and the outer radius of the disk located at  $\sim 400$  AU (Augereau et al. 2001). We found that the hot dust should be located at a distance of 0.4 AU from the central star and that the inner rim's height should be about 0.15 AU. In such a configuration, the line of sight can not pass through the inner rim of the dusty disk. However, if the gas and dust are not entirely coupled, one could expect that the gas is more spatially extended than the dust, as in a chromosphere of disk. In this case, we estimated that to intersect the line of sight, the gas should extend at more than 0.52 AU from the dust, i.e. the height of the inner gaseous disk should be 1.19 AU. At the present time, no observational constraints allow us to exclude this possibility.

#### 4.4. Summary and discussion about the stars harboring CS disks

When gas is observed in the *FUSE* spectra of the Herbig Ae/B9 stars of our sample, our analysis has given evidences for several mechanisms of excitation for H<sub>2</sub> implying different origins for the detected gas.

In one case, namely HD141569, the origin of the detected gas is clearly interstellar. Although the excitation

conditions of H<sub>2</sub> towards AB Aur are typical of what is generally observed in the diffuse interstellar medium, the measured radial velocity of the observed gas favours, at the *FUSE* resolution, an interpretation in terms of a CS envelope at large scales, remnant of the molecular cloud in which the star was formed.

As far as  $\beta$ -Pictoris and HD109573 are concerned, the non-detection of H<sub>2</sub> in their *FUSE* spectra indicates that their disks are cleared of molecular gas. Since their inclination angles from the lines of sight are low, we should observe, if present, absorption lines from the gas in the disk. This clearing of gas is in agreement with the evolved status of these stars, and is maybe due to planet formation.

In the spectra of some stars of our sample, namely HD36112 and HD135344, HD100453, no H<sub>2</sub> is observed. This is consistent with the high inclination angles of their disks. The non-detection of CS and/or IS gas implies that there is no remnant of a CS envelope and that, if present, all the gas has had time to collapse into the disk.

The cases of HD100546, HD163296 and HD104237, are particularly interesting. Indeed, for these three stars, we have observed warm/hot circumstellar H<sub>2</sub> whose excitation conditions clearly differ from those observed in the interstellar medium. Such excitation conditions for H<sub>2</sub> (density, excitation temperature) give evidence for the presence of collisionally excited medium close to the star. The values of the  $b$  parameters confirm this interpretation. If the lines were only thermally broadened, the  $b$  values should scale with the molecular mass. Here, the  $b$  values of H<sub>2</sub> suggests a non-thermal (i.e. turbulent) broadening. In addition, the measured radial velocity favours a CS origin for the H<sub>2</sub>. However, here again, assuming that gas and dust are coupled, the lines of sight towards these three stars do not pass through their disks, and then the H<sub>2</sub> we observed is not located in the disks. This raises the question of the origin of the detected gas.

The presence of such warm/hot gas could be related to the well known activity of these stars (e.g. Deleuil et al. 2004, 2005; Grady et al. 2004). Indeed, wind lines and hot emission lines are observed in the spectra of these stars, such as for example C III near 977 Å or O VI doublet at 1032-1038 Å (Deleuil et al. 2004, 2005). These lines are clues of the presence of a hot region close to the star. The warm/hot H<sub>2</sub> we observe could be produced in a transitional region between this hot region and inner rim of the disk. Such a hot region has been interpreted in terms of an extended chromosphere in the case of AB Aur (e.g. Catala & Talavera 1984; Bouret & Catala 2000). However in the spectrum of AB Aur, if warm H<sub>2</sub> is present, it is likely too faint to be observed and/or blended with the cold H<sub>2</sub> component we observe.

The other source which may be suspected for the warm/hot H<sub>2</sub> is the photoevaporation of the disk due to the FUV stellar radiation (Hollenbach et al. 1994; Johnstone et al. 2004; Adams et al. 2004). Assuming that there is at least a weak wind from the star which strikes circumstellar material (Hollenbach et al. 2000), the emit-

ting warm gas will be moving quite slowly towards the observer and then, a spherical wind would cover the surface of the star (D. Hollenbach, private communication). Then, the warm/hot H<sub>2</sub> we observe in absorption could originate from this disk wind.

Further observations, such as IR observations of H<sub>2</sub>, are required to give a better understanding of the origin of the gas and the physical process which produce this warm/hot H<sub>2</sub>.

## 5. Stars with no evidence for CS disks

### 5.1. Analysis of the excitation diagrams

This second group of stars in our sample contains all the stars earlier than B9 type which are the youngest stars of the sample. For all but one stars, namely HD250550, we have identified lines corresponding to the  $J \geq 7$  levels of the ground vibrational level and in most cases some lines corresponding to J-levels of the first vibrational level. For all these stars, the excitation diagrams, plotted in Fig. 6, show that the H<sub>2</sub> is thermalized up to  $J = 3$  with a kinetic temperature around 100 K. The temperature given by the column densities of the high J-levels are in a range from  $\sim 500$  K to  $\sim 1600$  K. This favours an interpretation in terms of multi-temperature components for the gas.

The excitation conditions of H<sub>2</sub> around these stars could be explained in terms of PhotoDissociation Regions (e.g. Le Petit 2002). We thus undertook a modelling of these diagrams using a stationary PDRs model (Le Petit 2002, free code available from the web site <http://aristote.obspm.fr/MIS/>). The results of our modelling are presented in Fig. 7. A single-component model reproduces the main part of the diagram. The excitation of the lower J-levels is well reproduced by the model while in most cases, the excitation of the higher J-levels is not (see Sect. 5.2).

### 5.2. Discussion

For all these stars, the excitation conditions for H<sub>2</sub> are similar from one to the other which is a clue a common structure in their CS environments. This suggests a more or less spherical geometry for the stars, such as CS envelopes. Since the  $v \sin i$  of these stars are in a wide range of values (see Table 1), the stars are likely not seen under the same angle (from pole-on), thus in another geometrical configuration, we would not observe the common structure of the CS environments.

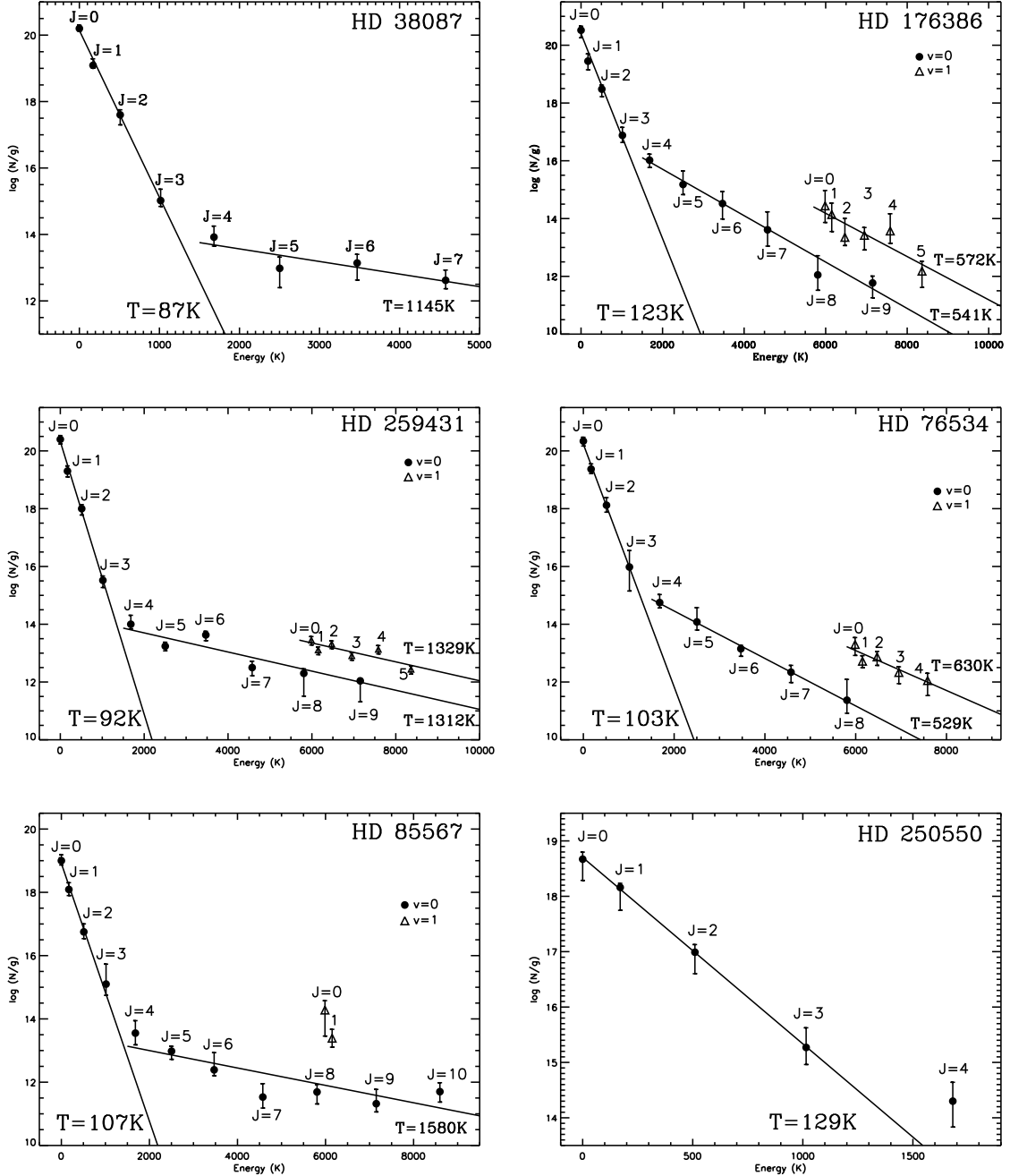
As it is shown in Fig. 7, their excitation diagrams are relatively well reproduced by a PDRs model with a single component. Indeed, a relatively diffuse and cold component reproduces the excitation of the lower J-levels which includes more than 90% of the detected gas. However, some physical parameters can not be explained by the model. Therefore, the gas we observed is not located in a classical PDR.

The mean difference with a classical PDR is the slope for the column densities of the J-levels of the first vibrational level ( $v = 1$ ) which is nearly similar to that of the higher J-levels of the ground vibrational level ( $J \geq 4$ ,  $v = 0$ ). Indeed, in most cases, the high column densities of the rotational levels of the first vibrational level are not well reproduced and can not be explained by the PDRs model. One way to explain this problem is that at high densities and high temperatures, the H<sub>2</sub> formation is dominated by three bodies reactions which are not presently included in the model. In any case, a second dense and hot component would be necessary to explain the excitation conditions of the higher J-levels of H<sub>2</sub>.

In addition, such B stars should ionize a fraction of the surrounding H I (Strömgren 1939) and we should observe near-infrared emission due to the hot dust located near the ionization front (e.g. Elmegreen & Lada 1977; Hollenbach & Tielens 1997). We underline that no radio emission related to a H II region is observed around the stars in the NVSS survey, when data are available. The stars are probably not hot enough to radiate a significant number of ionization photons which produce a detectable dense H II region. We have also analysed the *MSX* (the *Midcourse Space Experiment*) images at  $8\mu\text{m}$  of our stars, when available. Indeed, the emission  $8\mu\text{m}$  is supposed to be due to hot PAHs near the ionization front. We proceeded as follows: we measured the FWHM of the point source corresponding to the star and subtracted the instrumental function. By taking into account the distance of the star from the Sun, we calculated the corresponding diameter. In one case only, namely HD259431, the source is resolved. No strong emission due to the dust is seen at large scales (see Table 3). We estimated the distance of the hot dust from the star to be in the range from 1753 to 4125 AU. With such distances, we can not explain the excitation diagram of the star with our PDRs model because of the photodissociation of H<sub>2</sub>. On the other hand, using the *DSS2* (*Digitized Sky Survey*) images, we have estimated the sizes of the extinction regions around our stars, which probably correspond to the remnant of the cloud in which the stars were formed. The outer diameters of these regions are in the range from a few hundredths to a few tenths of parsecs (see Table 3).

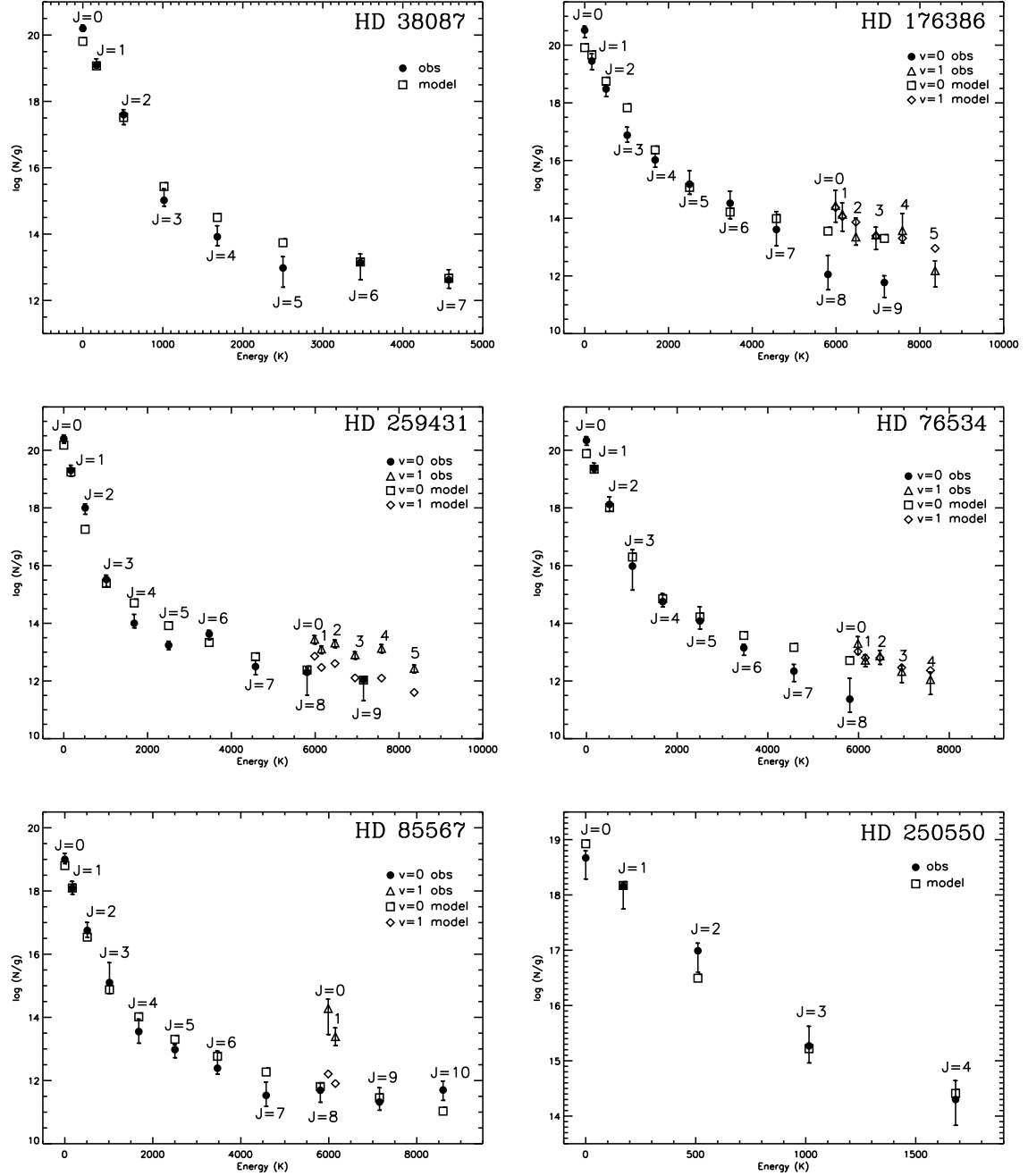
In order to reproduce the excitation diagrams we needed to use distances about a few tenths of a parsec. This would imply that the H<sub>2</sub> we observe with *FUSE* is mainly a probe of the outer gas of the remnant cloud surrounding the stars. The excitation of the higher J-levels is a clue of the presence of hot gas much closer to the central star. In the case of HD259431, this warm gas is probably located in the same region than the hot dust observed at infrared wavelengths. However, if H<sub>2</sub> is present very close to the star, the radiation field should be very high and one could expect to find time-depending phenomena such as shocks. In this context, our PDRs model which only takes into account stationary phenomena is not appropriate. This is certainly the reason why we can not explain the slope for the column densities of the J-levels of the

10

C. Martin-Zaïdi et al.: H<sub>2</sub> in the CS Environment of H AeBes

**Fig. 6.** Excitation diagram of H<sub>2</sub> for the Be stars of our sample. For each star, the H<sub>2</sub> is thermalized up to  $J = 3$  with a kinetic temperature about  $\sim 100$  K. For all but one case, namely HD250550, we have detected the rotational levels  $J \geq 7$  of the ground vibrational level ( $v = 0$ ) which allow us found evidences for hot gas. For most stars, we have also detected lines corresponding to rotational levels of the first vibrational level ( $v = 1$ ). The column densities of the higher  $J$ -levels are consistent with very high temperatures (from  $\sim 500$  K to  $\sim 1600$  K).





**Fig. 7.** PDRs model overplotted on the excitation diagrams derived from the observed column densities (see Fig. 6). The general shape of the diagrams are well reproduced, but the excitation conditions of the higher  $J$ -levels can not be explained by the model (see text).

**Table 3.** Estimated sizes of the CS envelopes.

Stars (HD)	Radius of the PAHs observed at 8 $\mu$ m <i>MSX</i> images (pc)	Radius of the extinction region <i>DSS2</i> R images (pc)
176386	— <sup>(a)</sup>	$2.05 \times 10^{-1}$ - $3.05 \times 10^{-1}$
250550	— <sup>(b)</sup>	$\geq 1.15 \times 10^{-1}$
85567	— <sup>(a)</sup>	— <sup>(c)</sup>
259431	$8.5 \times 10^{-3}$ - $2 \times 10^{-2}$	$1 \times 10^{-1}$ - $2.5 \times 10^{-1}$
38087	— <sup>(a)</sup>	$\sim 2.75 \times 10^{-1}$
76534	— <sup>(c)</sup>	$\geq 4.15 \times 10^{-2}$

<sup>(a)</sup> stars not observed,<sup>(b)</sup> not resolved,<sup>(c)</sup> not detected.

first vibrational level in the excitation diagrams with the PDRs model.

Although our modelling does not explain all the involved physical processes, it gives evidences for the presence of two components with different physical conditions. The first component likely corresponds to the outer regions of the remnant cloud, and the second one is probably much closer to the star. We thus likely observe remnant envelopes, with probably more complex physical conditions than stationary PDRs.

### 5.3. Overview

- **HD176386** - This star is the primary star of a binary system. Our results confirm previous studies which suggested that this star is surrounded by a CS envelope. Siebenmorgen et al. (2000) have shown that the FWHM derived from the ISOCAM observations are indicative of a large extended halo around HD176386, confirmed by the ISOPHOT multi-aperture sequence at 7.3 $\mu$ m.
- **HD250550** - The results presented here are from Bouret et al. (2003). In this paper, we have shown that the properties of the H<sub>2</sub> and atomic species derived from the *FUSE* spectrum of HD250550 indicate that we are probing the dense CS environment related to the remnant of the molecular cloud that collapsed to form the star. We refer the reader to this paper for more details.
- **HD85567** - The apparent dip in the SED between 6 and 10 $\mu$ m was interpreted as a physical hole in the dust distribution, caused by the break-up of an optically thin dusty disk (Lada & Adams 1992). In addition, Miroshnichenko et al. (2001) have shown that it was impossible to discriminate between an extended, optically-thin, mostly spherical component and a more compact disk without imaging observations. Those authors showed that the emission-line profiles indicate a complex structure of the circum-

stellar envelope, which is likely non-spherical, with an optically-thick component and the possible presence of an extended optically-thin dusty component. We underline that if two components are present, we can not distinguish them at the *FUSE* resolution. However our analysis favours an interpretation in terms of CS envelope. The presence of two different temperature components from the excitation diagram is in agreement with the Malfait et al. (1998) study, who have fitted the SED of this star with a two-components optically-thin dusty envelope model. But our study does not allow us to rule out the presence of a CS disk.

- **HD259431** - The data and results about the *FUSE* spectrum of HD259431 presented in this paper are detailed in the paper by Bouret et al. (2003). Our results likely indicate that the material we observe is related to a CS envelope. This is consistent with the study by Malfait et al. (1998) who have fitted the SED of this star with a two-component optically-thin dusty envelope model. Although the mid-IR observations of HD259431 by Polomski et al. (2002) are consistent with a model of a moderately flared CS disk, there are no observational evidences for the presence of a disk around this star.
- **HD38087** - Our interpretation in terms of CS envelope is fully consistent with previous studies about HD38087. Snow & Witt (1989) have concluded from their analysis of the *IUE* spectrum, that the star is surrounded by a dense envelope in which unusual grain growth occurred. These results are confirmed by Burgh et al. (2002) who have shown that the region surrounding HD38087 is dense and that the dust grains may be larger than average in the large nebula (NGC 2024) in which the star is located.
- **HD76534** - We recall here the results we previously obtained from the *FUSE* spectrum of HD76534 which are detailed in the paper by Martin et al. (2004). In that paper, we concluded that in the hostile circumstellar environment of HD76534 which is a B2 star, the presence of a CS disk is very unlikely. In addition, in their analysis of the SED of HD76534, Hillenbrand et al. (1992) stressed the similarity of the very low NIR excess with those of the classical Be stars, which is generally thought to be due to free-free emission in an ionised envelope rather than to CS dust (Hamann & Persson 1992).

### 5.4. Gas-to-dust ratio

Circumstellar envelopes being considered as the remnant of the molecular cloud in which the stars are formed, one could expect to find similar gas-to-dust ratios than in the interstellar medium.

**Table 4.** Column densities of H I measured on the *IUE* spectra. Gas-to-dust ratios and molecular fraction ( $f$ ) derived from these column densities associated with those of H<sub>2</sub>.

Stars (HD)	Column density of H I (cm <sup>-2</sup> )	Observed gas-to-dust ratio (atoms cm <sup>-2</sup> mag <sup>-1</sup> )	$f$
176386	flux<0	—	—
250550	9.00×10 <sup>20</sup> (1)	4.26×10 <sup>21</sup>	0.04
85567	no <i>IUE</i> data	—	—
259431	1.60×10 <sup>21</sup> (1)	9.51×10 <sup>21</sup>	0.35
38087	1.91×10 <sup>21</sup>	8.44×10 <sup>21</sup>	0.22
76534	2.40×10 <sup>21</sup>	10.2×10 <sup>21</sup>	0.27

We took advantage of *IUE* spectra to model the Ly $\alpha$  line and derive the H I column density for each star (Table 4). Using the E(B-V) values listed in Table 1, we calculated the gas-to-dust ratios in the environment of the stars given by:

$$\frac{N(H_{tot})}{E(B-V)}, \quad \text{with } N(H_{tot}) = N(\text{H I}) + 2N(\text{H}_2).$$

We also calculated the molecular fraction, i.e. the fraction of hydrogen atoms in molecular form. The observed molecular fraction is a measure of interaction between formation and destruction, and it can be modified both by reduced formation rate on dust grains and by enhanced photo-dissociating radiation. The molecular fraction, tabulated in Table 4, is given by:

$$f(\text{H}_2) = \frac{2N(\text{H}_2)}{2N(\text{H}_2) + N(\text{H I})}$$

We then compared the obtained gas-to-dust ratios (Table 4) to the mean interstellar gas-to-dust ratio for standard clouds within 2 kpc of the Sun (Bohlin et al. 1978):

$$\frac{N(H_{tot})}{E(B-V)} = 5.8 \times 10^{21} \text{ atoms cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$$

For HD176386 and HD85567, the H I column densities have not been measured. Indeed, for HD85567, there is no available SWP (short wavelengths) *IUE* spectrum which is the *IUE* domain that contains the Ly $\alpha$  transition. In the case of HD176386, at this wavelength, the flux is under zero, and then does not allow us to determine the column density.

In one case, namely HD250550, the gas-to-dust ratio and the molecular fraction values we determined from our observations, are typical of interstellar medium. On the other hand, for the three other stars, namely HD259431, HD38087 and HD76534, the observed gas-to-dust ratios and molecular fractions are much higher than the standard values in the interstellar medium (Bohlin 1975; Bohlin et al. 1978). For these three stars, the H I and H<sub>2</sub> data are of high quality, and the color excesses E(B-V) appear

reliable. Therefore, these discrepancies are real and could be due to dust grains larger than for normal interstellar regions which could imply a low value of the color excess E(B-V) (Bohlin et al. 1978). The presence of large grains is in agreement with the low near-IR and high far-IR excesses of the stars. This would mean that the environments we observed are probably evolved remnant of interstellar clouds in which grain growth has already occurred.

### 5.5. Mass of the circumstellar gas

As we explained in Sect. 5.2, we analysed the *MSX* and *DSS2* images, from which we estimated the sizes of the region surrounding our stars. We considered that the hot dust observed on the *MSX* images represent the inner rim of the envelope. In a dense PDR around a hot star, one generally consider that the hot dust seen at 8 $\mu$ m corresponds to hot PAHs which are located near the ionization front in a PDR, i.e. only ionized gas, if present, can be found inside this limit (e.g. Elmegreen & Lada 1977; Hollenbach & Tielens 1997). We also considered that the diameter of the extinction region observed in the *DSS2* images corresponds to the outer limit of the envelope. Assuming that gas and dust are coupled in the CS envelopes of the stars, and assuming that the regions we measured are spherically homogeneous envelopes at constant density, we estimated the masses of the gas in these envelopes. These results are summarized in Table 5.

**Table 5.** Estimated masses of the gas surrounding the Be stars of the sample.

Stars (HD)	Mass of H <sub>2</sub> (M <sub>⊙</sub> )	Total mass of H (H I + H <sub>2</sub> ) (M <sub>⊙</sub> )
176386	≤3.88	—
250550	≥0.017	≥0.15
85567	—	—
259431	0.32 - 1.96	0.89 - 5.55
38087	≤1.35	≤6.13
76534	≥0.046	≥0.17

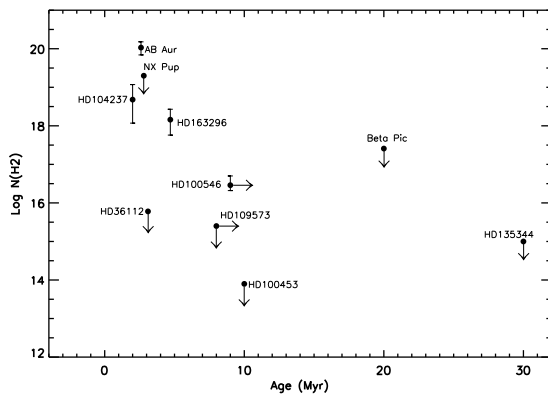
Since the gas-to-dust ratios derived from the color excess are not typical of what is generally measured in the interstellar medium, one could expect that the gas-to-dust ratios in mass are also atypical of that of the interstellar medium (gas/dust=100). Unfortunately, our data do not allow us to derived the mass gas-to-dust ratio. Only the sub-millimeter fluxes, near 800 $\mu$ m, of our stars would provide the measures needed to estimate the mass of the dust, since the dust is cold and optically thin at sub-mm wavelengths. But such data are not available for the stars of interest.

## 6. Evolutionary trends

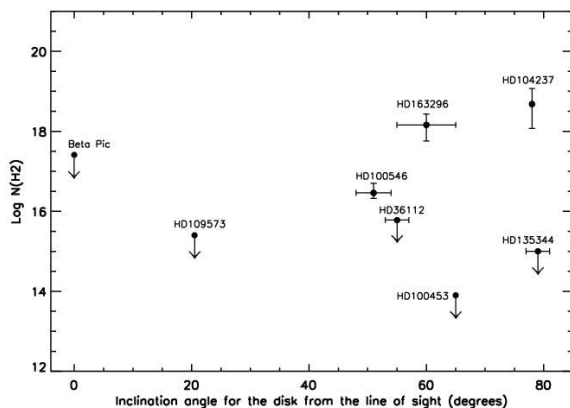
For each group of stars, we have explored whether evolutionary trends could be found from our results, especially between the total column densities of H<sub>2</sub> in the circumstellar environment of the stars and the age of the star.

### 6.1. Stars harboring CS disks

In Fig. 8, we have plotted the total column densities of H<sub>2</sub> as a function of the ages of the stars which are known to possess CS disks. There is no evidence for correlation between the age of the stars and the amount of H<sub>2</sub>. This lack of correlation shows this class of stars is inhomogeneous, and that we probe very different environments from one star to the other. This is confirmed by the non correlation between the inclination angle of the disk from the line of sight and the column densities of H<sub>2</sub>, as shown in Fig. 9.



**Fig. 8.** Total H<sub>2</sub> column densities against the ages of the stars which possess CS disks.

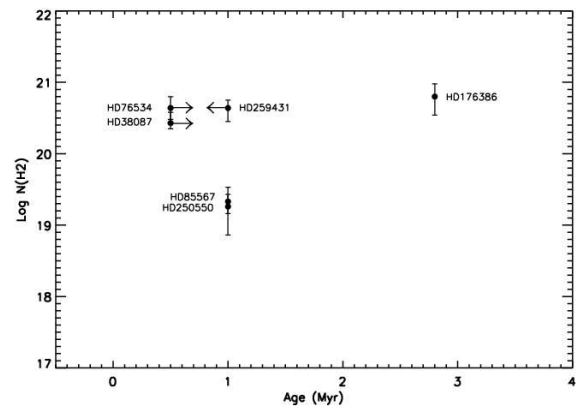


**Fig. 9.** Total H<sub>2</sub> column densities against the inclination angles of the CS disks from the line of sight.

In addition, there are probably too much non detections and uncertainties on the fixed upper limits on the H<sub>2</sub> column densities in our sample to conclude about correlations.

### 6.2. Stars with no evidence for CS disks

Figure 10 presents the total column densities of H<sub>2</sub> against the ages of the stars with no evidence for CS disks. The non-correlation in this case is quite surprising. Indeed, our analysis of the *FUSE* data favours an interpretation in terms of more or less spherically envelopes for these stars. Contrary to the presence of a CS disk, for which the inclination angle may affect the amount of observed gas, here the spatial distribution of the gas should not affect it. In this context, one could expect to find less H<sub>2</sub> around the oldest stars than around the youngest ones. The lack of correlation should be due to the high uncertainty on the ages of the stars. Herbig Be stars being more massive and more luminous than Ae stars, the timescale to reach the ZAMS is very short and then their ages are very difficult to estimate.



**Fig. 10.** Total H<sub>2</sub> column densities against the ages of the stars with no evidence for CS disks.

In this plot, HD176386 presents a peculiar case. This star is in a double system embedded in its parent molecular cloud (e.g. Knacke et al. 1973; Grady et al. 1993). Such a cloud would likely be much denser than a cloud that has formed a single star. This probably is the reason why the point representing HD176386 differs strongly from the other points on the plot.

## 7. Summary and conclusions

Our analysis of molecular hydrogen in a sample of *FUSE* spectra gives evidences for several mechanisms of excitation for H<sub>2</sub>. In our study, we have distinguished two groups of stars: the stars known to possess CS disks, and the stars with no evidence for disks.

The first group (Ae/B9 stars) is very inhomogeneous. Except for  $\beta$ -Pictoris and HD109573, for all the other stars of this group, the *FUSE* lines of sight do not pass through the disks, due to their high inclination angles. However, we highlighted different physical conditions apparently related to different location for the observed gas. We suggest two possible origins of the warm/hot circumstellar H<sub>2</sub> observed in the spectra of some stars: it could arise from the outer region of the chromosphere, as well as from a photoevaporation mechanism in the surface layer of the disk. Assuming that the detected H<sub>2</sub> originate from the chromosphere, it would mean that the presence of warm/hot excited gas is related to the activity of the stars.

The excitation conditions of circumstellar H<sub>2</sub> around the stars of our second group (Be stars), are clearly different of that of the first group. This reinforces the differences between the two subclasses of stars (Ae and Be). For this second group, the excitation conditions of H<sub>2</sub> are similar from one star to the other. This shows that we probe similar environments around all the stars. Our analysis favours an interpretation in terms of spherically symmetric media which are not affected by inclination effects, contrary to the case of CS disks. In addition, the excitation diagrams are relatively well reproduced by a PDRs model, at least for the cold component which includes more than 90% of the gas. This cold component seems to correspond to the outer layer of the parent cloud of the stars. On the other hand, the excitation conditions of the higher J-levels of H<sub>2</sub> can not be reproduced by this model. Indeed, these levels probably probe the inner region of the cloud, much closer to the star. Assuming that this gas is near the star, with the high column densities observed for these levels, we likely need time-depending models such as shocks models to explain their excitation conditions. We then likely observe complex environments, close to the stars, such as remnant CS envelopes.

The present results confirm the structural differences between Herbig Ae and Herbig Be stars emphasized by Natta et al. (2000). In their study, those authors concluded that Herbig Be stars having stronger radiation fields, their CS environment evolve faster, which especially translates into a rapid depletion of the CS disk material. As a consequence of this faster evolution, the Herbig Be stars are slightly younger than Herbig Ae stars at the time we observe them. Therefore, it is more likely to find larger amounts of remnant circumstellar material surrounding the stars, since less time is available to accrete or disperse it. In this scenario, it is expected that the CS material is mostly concentrated at the outer edges of the close circumstellar environment and distributed in more or less spherically symmetric envelopes. However, as we showed in Sect. 6, no clear correlation has been found between the ages of the stars and the gaseous content in their CS environment.

The next step of this study is to better understand the physical conditions of formation and excitation of H<sub>2</sub>. Further optical spectroscopic observations of our stars at high resolution would be necessary to observe other ab-

sorption features, especially lines of the CH and CH<sup>+</sup> molecules if present, which are linked to the formation and excitation of H<sub>2</sub> (Federman 1982; Mattila 1986; Somerville & Smith 1989). In addition, high resolution observations at infrared wavelengths of emission lines corresponding the pure rotational and ro-vibrational transitions of H<sub>2</sub> would help to constrain the excitation and the spatial distribution of the observed gas. Such infrared observations would also provide informations about the circumstellar dust as PAHs. All these data would give the opportunity to obtain a global picture of both structure and evolution of the CS environment of H AeBes.

*Acknowledgements.* This research is based on observations made with the NASA-CNES-CSA Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer. FUSE is operated for NASA by the Johns Hopkins University under NASA contract NAS5-32985. We thank J. Le Bourlot to make his PDRs model available to us, and for his help in analysing the results. C.M. warmly thanks David Hollenbach for the fruitful discussions about the possible sources of hot excited H<sub>2</sub>. We thank B. Godard at J.H.U and J.-C. Meunier at the L.A.M for their help in reprocessing the data.

## References

- Acke, B. & Waelkens, C. 2004, *A&A*, 427, 1009
- Adams, F. C., Hollenbach, D., Laughlin, G., & Gorti, U. 2004, *ApJ*, 611, 360
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., & Ménard, F. 1999, *A&A*, 350, L51
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., & Ménard, F. 2001, *A&A*, 365, 78
- Augereau, J. C. & Papaloizou, J. C. B. 2004, *A&A*, 414, 1153
- Barrado y Navascués, D., Stauffer, J. R., Song, I., & Caillaud, J.-P. 1999, *ApJL*, 520, L123
- Bastien, P. & Menard, F. 1990, *ApJ*, 364, 232
- Bertout, C., Robichon, N., & Arenou, F. 1999, *A&A*, 352, 574
- Beskrovnaya, N. G., Pogodin, M. A., Miroshnichenko, A. S., et al. 1999, *A&A*, 343, 163
- Bohlin, R. C. 1975, *ApJ*, 200, 402
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
- Böhm, T. & Catala, C. 1993, *A&AS*, 101, 629
- Böhm, T. & Catala, C. 1995, *A&A*, 301, 155
- Boissé, P., Le Petit, F., Rollinde, E., et al. 2005, *A&A*, 429, 509
- Bouret, J.-C. & Catala, C. 1998, *A&A*, 340, 163
- Bouret, J.-C. & Catala, C. 2000, *A&A*, 359, 1011
- Bouret, J.-C., Deleuil, M., Lanz, T., et al. 2002, *A&A*, 390, 1049
- Bouret, J.-C., Martin, C., Deleuil, M., Simon, T., & Catala, C. 2003, *A&A*, 410, 175
- Bouwman, J., de Koter, A., Dominik, C., & Waters, L. B. F. M. 2003, *A&A*, 401, 577
- Bouwman, J., de Koter, A., van den Ancker, M. E., & Waters, L. B. F. M. 2000, *A&A*, 360, 213

- Brittain, S. D. & Rettig, T. W. 2002, *Nature*, 418, 57
- Brittain, S. D., Rettig, T. W., Simon, T., et al. 2003, *ApJ*, 588, 535
- Browning, M. K., Tumlinson, J., & Shull, J. M. 2003, *ApJ*, 582, 810
- Burgh, E. B., McCandliss, S. R., & Feldman, P. D. 2002, *ApJ*, 575, 240
- Catala, C. & Talavera, A. 1984, *A&A*, 140, 421
- Chen, C. H. & Kamp, I. 2004, *ApJ*, 602, 985
- Chiang, E. I., Joung, M. K., Creech-Eakman, M. J., et al. 2001, *ApJ*, 547, 1077
- Cidale, L., Zorec, J., & Tringaniello, L. 2001, *A&A*, 368, 160
- Corcoran, M. & Ray, T. P. 1997, *A&A*, 321, 189
- Crifo, F., Vidal-Madjar, A., Lallement, R., Ferlet, R., & Gerbaldi, M. 1997, *A&A*, 320, L29
- Deleuil, M., Bouret, J.-C., Catala, C., et al. 2005, *A&A*, 429, 247
- Deleuil, M., Lecavelier des Etangs, A., Bouret, J.-C., et al. 2004, *A&A*, 418, 577
- Dent, W. R. F., Greaves, J. S., & Coulson, I. M. 2005, *MNRAS*, 359, 663
- Dominik, C., Dullemond, C. P., Waters, L. B. F. M., & Walch, S. 2003, *A&A*, 398, 607
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, *ApJ*, 560, 957
- Dunkin, S. K., Barlow, M. J., & Ryan, S. G. 1997, *MNRAS*, 286, 604
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Akeson, R. L., Hillenbrand, L. A., & Sargent, A. I. 2003, *ApJ*, 588, 360
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2004, *ApJ*, 613, 1049
- Elmegreen, B. G. & Lada, C. J. 1977, *ApJ*, 214, 725
- Federman, S. R. 1982, *ApJ*, 257, 125
- Finkenzeller, U. & Jankovics, I. 1984, *A&AS*, 57, 285
- Gerbaldi, M., Faraggiana, R., Burnage, R., et al. 1999, *A&AS*, 137, 273
- Grady, C., WOODGATE B., TORRES C.A.O., et al. 2004, *ApJ*, 608, 809
- Grady, C. A., Devine, D., Woodgate, B., et al. 2000, *ApJ*, 544, 895
- Grady, C. A., Perez, M. R., & The, P. S. 1993, *A&A*, 274, 847
- Grady, C. A., Polomski, E. F., Henning, T., et al. 2001, *AJ*, 122, 3396
- Gry, C., Boulanger, F., Nehmé, C., et al. 2002, *A&A*, 391, 675
- Hamann, F. & Persson, S. E. 1992, *ApJ*, 394, 628
- Henning, T., Burkert, A., Launhardt, R., Leinert, C., & Stecklum, B. 1998, *A&A*, 336, 565
- Herczeg, G. J., Linsky, J. L., Brown, A., Harper, G. M., & Wilkinson, E. 2003, in *The Future of Cool-Star Astrophysics: 12th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun* (2001 July 30 - August 3), eds. A. Brown, G.M. Harper, and T.R. Ayres, (University of Colorado), 2003, p. 717-722., 717-722
- Hernández, J., Calvet, N., Briceño, C., Hartmann, L., & Berlind, P. 2004, *AJ*, 127, 1682
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J., & Keene, J. 1992, *ApJ*, 397, 613
- Hollenbach, D., Johnstone, D., Lizano, S., & Shu, F. 1994, *ApJ*, 428, 654
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1997, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 35, 179
- Hollenbach, D. J., Yorke, H. W., & Johnstone, D. 2000, *Protostars and Planets IV*, 401
- Holweber, H., Hempel, M., & Kamp, I. 1999, *A&A*, 350, 603
- Johnstone, D., Matsuyama, I., McCarthy, I. G., & Font, A. S. 2004, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 38-41
- Jura, M. 1991, *ApJL*, 383, L79+
- Juvela, M., Mattila, K., Lehtinen, K., et al. 2002, *A&A*, 382, 583
- Knacke, R. F., Strom, K. M., Strom, S. E., Young, E., & Kunkel, W. 1973, *ApJ*, 179, 847
- Lada, C. J. 1985, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 23, 267
- Lada, C. J. & Adams, F. C. 1992, *ApJ*, 393, 278
- Le Petit, F. 2002, PhD thesis, Université de Paris 7
- Lecavelier des Etangs, A., Deleuil, M., Vidal-Madjar, A., et al. 2003, *A&A*, 407, 935
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Roberge, A., et al. 2001, *Nature*, 412, 706
- Leinert, C., Haas, M., Ábrahám, P., & Richichi, A. 2001, *A&A*, 375, 927
- Malfait, K., Bogaert, E., & Waelkens, C. 1998, *A&A*, 331, 211
- Mannings, V. & Sargent, A. I. 1997, *ApJ*, 490, 792
- Mannings, V. & Sargent, A. I. 2000, *ApJ*, 529, 391
- Martin, C., Bouret, J.-C., Deleuil, M., Simon, T., & Catala, C. 2004, *A&A*, 416, L5
- Martin-Zaïdi, C., Deleuil, M., Simon, T., et al. 2005, *A&A*, 440, 921
- Mattila, K. 1986, *A&A*, 160, 157
- Meeus, G., Bouwman, J., Dominik, C., Waters, L. B. F. M., & de Koter, A. 2002, *A&A*, 392, 1039
- Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., et al. 2001, *A&A*, 365, 476
- Merín, B., Montesinos, B., Eiroa, C., et al. 2004, *A&A*, 419, 301
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P., & Traub, W. A. 2001, *ApJ*, 546, 358
- Miroshnichenko, A. S., Levato, H., Bjorkman, K. S., & Grosso, M. 2001, *A&A*, 371, 600
- Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., Billmeier, R., et al. 2005, *ApJ*, 624, 832
- Mora, A., Merín, B., Solano, E., et al. 2001, *A&A*, 378, 116
- Natta, A., Grinin, V., & Mannings, V. 2000, *Protostars and Planets IV*, 559
- Palla, F. & Stahler, S. W. 1999, *ApJ*, 525, 772
- Pantín, E., Bouwman, J., & Lagage, P. O. 2004, *astro-ph/0403470*

- Pantin, E., Waelkens, C., & Lagage, P. O. 2000, *A&A*, 361, L9
- Polomski, E. F., Telesco, C. M., Piña, R., & Schulz, B. 2002, *AJ*, 124, 2207
- Rachford, B. L., Snow, T. P., Tumlinson, J., et al. 2002, *ApJ*, 577, 221
- Rice, W. K. M., Wood, K., Armitage, P. J., Whitney, B. A., & Bjorkman, J. E. 2003, *MNRAS*, 342, 79
- Roberge, A., Lecavelier des Etangs, A., Grady, C. A., et al. 2001, *ApJL*, 551, L97
- Royer, F., Grenier, S., Baylac, M.-O., Gómez, A. E., & Zorec, J. 2002, *A&A*, 393, 897
- Shull, J. M. & Beckwith, S. 1982, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 20, 163
- Siebenmorgen, R., Prusti, T., Natta, A., & Müller, T. G. 2000, *A&A*, 361, 258
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Snow, T. P. & Witt, A. 1989, *ApJ*, 342, 295
- Somerville, W. B. & Smith, C. A. 1989, *MNRAS*, 238, 559
- Stapelfeldt, K. R., Burrows, C. J., Krist, J. E., et al. 1998, *ApJ*, 508, 736
- Stauffer, J. R., Hartmann, L. W., & Barrado y Navascues, D. 1995, *ApJ*, 454, 910
- Strömgren, B. 1939, *ApJ*, 89, 526
- Telesco, C. M., Fisher, R. S., Piña, R. K., et al. 2000, *ApJ*, 530, 329
- Testi, L., Palla, F., & Natta, A. 1998, *A&AS*, 133, 81
- Torres, G., Guenther, E. W., Marschall, L. A., et al. 2003, *AJ*, 125, 825
- Valenti, J. A., Johns-Krull, C. M., & Linsky, J. L. 2000, *ApJS*, 129, 399
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., & Ferlet, R. 1998, *Planet. Space Sci.*, 46, 629
- Wahhaj, Z., Koerner, D. W., Backman, D. E., et al. 2005, *ApJ*, 618, 385
- Weinberger, A. J., Becklin, E. E., Schneider, G., et al. 1999, *ApJL*, 525, L53





# Annexe A

## Le satellite *FUSE*

### Sommaire

---

<b>A.1 Généralités</b>	<b>149</b>
<b>A.2 Instrumentation</b>	<b>150</b>
<b>A.3 Réduction des données</b>	<b>151</b>

---

### A.1 Généralités

Le satellite *FUSE* (*Far Ultraviolet Spectroscopic explorer*) est un satellite de la NASA réalisé en collaboration avec la France et le Canada, qui sont assurés de recevoir au minimum 5% du temps total d'observation.

*FUSE* a été lancé le 24 Juin 1999 depuis Cap Canaveral, il mesure environ 5.5 m de hauteur pour 1300 kg. Il est placé à 768 km d'altitude sur une orbite circulaire inclinée à 25°. Sa période est de 101 minutes. L'envoi des commandes au satellite et la réception des données sont réalisés depuis le Centre de Contrôle du Satellite (SCC) situé à l'Université Johns Hopkins (JHU) de Baltimore. Les communications avec *FUSE* se produisent une dizaine de fois par jour, lors du passage du satellite au-dessus de l'antenne, située à Puerto-Rico. Une fois reçues, les données subissent un pré-traitement, puis sont traitées par un pipeline de réduction de données : *CalFUSE*. Ce pipeline crée des spectres calibrés en longueur d'onde et en flux. Toutes les observations de *FUSE* deviennent accessibles au public six mois après leur archivage.

*FUSE* est un spectrographe haute résolution ( $R = \lambda/\Delta\lambda = 15\,000$ ) dans le domaine des ultraviolets lointains. Son domaine spectral s'étend de 905 à 1187 Å. Il contient de nombreuses transitions atomiques, ioniques et moléculaires comme la série de Lyman de HI (excepté Lyman  $\alpha$ ), NI, OI, Ar I, Fe II, P II (...) ou encore de nombreuses transitions électroniques de la molécule H<sub>2</sub>. Une description détaillée de l'instrument et de ses performances telles qu'elles ont été établies après le lancement du satellite, peut être trouvée dans les articles de Moos et al. (2000) et Sahnou et al. (2000).

## A.2 Instrumentation

*FUSE* est constitué de quatre télescopes co-alignés distincts, composés chacun d'un miroir primaire parabolique hors-axe de  $352 \times 387$  mm et de focale égale à 2245 mm (voir figure A.1). Deux miroirs sont recouverts de carbure de silicium (SiC) et assurent la réflectivité des longueurs d'onde les plus courtes (de 905 à 1105 Å); les deux autres sont recouverts d'aluminium et de fluorure de lithium (Al+LiF) et réfléchissent les plus grandes longueurs d'onde (de 1100 à 1187 Å).

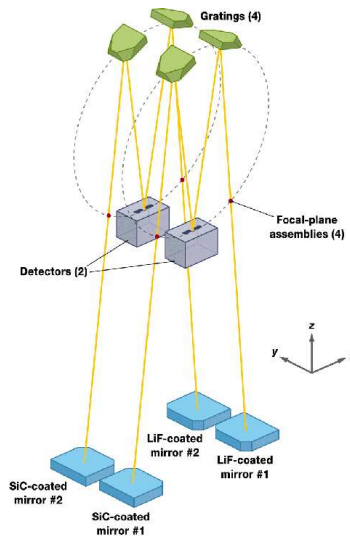


FIG. A.1 – Instrumentation de *FUSE*.

Chaque télescope dirige le faisceau lumineux vers un spectroscope monté sur un cercle de Rowland de 1652 mm de diamètre, montage suivant lequel plan focal du télescope, réseau et détecteur sont placés sur un cercle.

Au plan focal de chaque miroir (FPA, pour *Focal Plane Assembly*) se trouve un système de trois fentes d'entrée : une grande (LWRS, correspondant sur le ciel à  $30'' \times 30''$ ), une moyenne (MDRS,  $4'' \times 20''$ ) et une petite (HIRS,  $1.25'' \times 20''$ ). Une petite ouverture circulaire (PINH) de  $0.5''$  de diamètre est également disponible sur chaque FPA. Par convention, l'axe  $x$  est dans le sens de la dispersion, l'axe  $y$  est parallèle aux grands axes des fentes, et l'axe  $z$  suit les rayons lumineux. Une fois l'alignement et la mise au point effectués, les FPA ne bougent plus ; c'est le mouvement du satellite dans son ensemble qui permet de positionner une cible dans l'une des fentes, pour les quatre FPA simultanément. Pour les deux canaux LiF, la lumière qui n'entre pas dans les fentes est réfléchiée vers deux caméras CCD  $512 \times 512$  qui permettent l'acquisition des cibles et le guidage. Chacun des CCD a un champ de  $20' \times 20'$  sur le ciel et permet de guider avec une précision de l'ordre de  $0.5''$  sur des étoiles jusqu'à la magnitude 13.

Les réseaux holographiques ( $270 \times 270$  mm) ont une densité de traits de l'ordre de  $5767 \text{ mm}^{-1}$  pour les deux réseaux SiC, et de  $5350 \text{ mm}^{-1}$  pour les deux réseaux LiF. Ils ont été tracés sur des substrats sphériques de 1652 mm de rayon de courbure. La dispersion est de  $1.03 \text{ Å} \cdot \text{mm}^{-1}$  et de  $1.12 \text{ Å} \cdot \text{mm}^{-1}$  respectivement, au niveau des détecteurs pour les

canaux SiC et LiF. La résolution spectrale maximale atteinte par *FUSE* est  $R \simeq 20\,000$ , soit  $0.3\text{ \AA}$ , ou encore  $10\text{ km.s}^{-1}$ , pour un élément de résolution d'environ 6 pixels.

Les deux détecteurs, constitués de deux segments, sont en fait des galettes de micro-canaux à comptage de photons, qui reçoivent chacun l'image d'un spectre LiF et d'un spectre SiC. Il y a donc quatres segments : 1a, 1b, 2a et 2b. Pour chaque détecteur, les deux segments sont séparés d'environ 10 mm ce qui produit un “trou” dans chaque spectre. Cependant, les détecteurs sont légèrement décalés les uns par rapport aux autres donc toutes les longueurs d'onde du domaine spectral sont couvertes. Au contraire, la très grande majorité du domaine spectral de *FUSE* est couverte par les deux détecteurs, notamment le tiers central du domaine qui contient la raie Lyman  $\beta$  ( $1025\text{ \AA}$ ) est couvert par les quatre canaux (voir figure A.2). Cette redondance permet de distinguer les structures réelles d'éventuels artefacts instrumentaux.

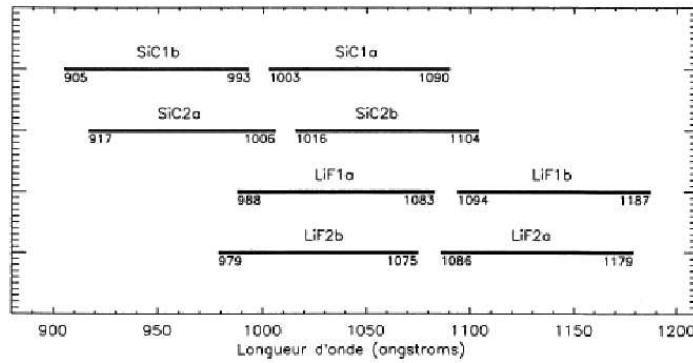


FIG. A.2 – Schématisation du domaine spectral des segments de FUSE.

## A.3 Réduction des données

### A.3.1 Addition des poses

Comme on l'a dit précédemment, la réduction des données est faite automatiquement après l'acquisition via le pipeline *CalFUSE*. *CalFUSE* crée des spectres calibrés en longueur d'onde et en flux. Au cours de ma thèse, ce pipeline a subi de nombreuses améliorations. De ce fait, j'ai travaillé sur des spectres traités par différentes versions de *CalFUSE*. Par souci d'homogénéité dans mes résultats, j'ai récemment re-traité tous les spectres de notre échantillon d'étoiles avec la dernière version du pipeline (version 3.0.7), et vérifié mes résultats.

Les observations *FUSE* sont obtenues en plusieurs poses, dont le nombre dépend du temps total d'exposition. Et pour chaque exposition, on obtient huit segments de spectre puisque les deux détecteurs de *FUSE* qui reçoivent chacun l'image d'un spectre LiF et d'un spectre SiC sont constitués chacun de deux segments (d'où 8 canaux). Il est à noter que la division en plusieurs expositions a permis de mettre en évidence de courtes variations temporelles dans les spectres de certaines étoiles (e.g., articles présentés dans l'Annexe E :

Deleuil et al. 2004, 2005). Pour chaque spectre, on a aligné et co-additionné les poses segment par segment.

### A.3.2 Calibration absolue en longueur d'onde

La calibration absolue en longueur d'onde des spectres *FUSE* souffre d'une imprécision significative, due essentiellement à l'absence de lampe de calibration et aux dérives thermiques. Les segments peuvent être décalés les uns par rapport aux autres. Ils présentent également des "étirements" variables, c'est-à-dire des dilatations ou des contractions de l'échelle des longueurs d'onde. Ces incertitudes impliquent des imprécisions sur les détermination des vitesses absolues, voire des vitesses relatives d'une raie par rapport à l'autre.

L'observation de raies fines en absorption d'origine interstellaire ou circumstellaire permet de faire la calibration. En effet, les éléments chimiques dont les transitions ont des longueurs d'onde dans le domaine spectral de *FUSE* ont également des transitions dans d'autres domaines spectraux tels ceux des stellites *IUE*, *HST*, ou même dans le visible (télescopes au sol), qui ne souffrent pas d'imprécisions sur la calibration aussi importantes que *FUSE*. Dans ce cas, on décale en longueur d'onde le spectre *FUSE* afin que les vitesses radiales des éléments observés correspondent à celles observées dans d'autres domaines de longueur d'onde. Cependant cette méthode est limitée dans le cas de multi-composantes le long de la ligne de visée.

Quand les spectres dans d'autres domaines de longueur d'onde ne sont pas disponibles, et donc que la méthode précédente n'est pas utilisable, il est possible de modéliser le spectre avec un modèle de Kurucz en utilisant les paramètres stellaires adéquats (température effective,  $v \sin i$ ,  $\log g$ , etc...). La comparaison des raies photosphériques observées au modèle permet de corriger le spectre observé du décalage spectral et ainsi de travailler dans le référentiel de l'étoile. Cette méthode est cependant beaucoup plus limitée car l'imprécision sur les vitesses radiales peut être de l'ordre de  $20 \text{ km s}^{-1}$ , mais aussi car les paramètres stellaires ne sont pas toujours bien connus. Le principe de cette modélisation est détaillée dans l'article Bouret et al. (2003) présenté au chapitre 7.

### A.3.3 "Le worm"

Le segment 1bLiF qui couvre le domaine spectral de 1094 à 1187Å est affecté d'un artéfact instrumental appelé "*worm*", qui produit une dépression dans le spectre photosphérique et modifie la distribution de flux jusqu'à 1150Å (voir Figure A.3). De ce fait, pour l'analyse des raies à des longueurs d'onde plus basses, j'ai utilisé le segment 2aLiF qui couvre le même domaine spectral, mais ne souffre pas de cet artéfact.

L'origine a été expliquée par D. Sahnou : La lumière spectrale est en fait bloquée par la grille externe qui est placée juste au-dessus des galettes de microcanaux des détecteurs. A l'origine cette grille piège les ions de basse énergie présents dans l'espace environnant et les empêche d'entrer dans le détecteur. Or, cette grille se déplace légèrement en fonction des observations, et peut venir se placer jusqu'à une distance de 6mm du détecteur. Une partie significative de la lumière peut donc être occultée lorsqu'elle atteint un plan focal proche de cette grille horizontale. Des simulations ont montré que jusqu'à 40% de la lumière

peut être bloquée dans le canal 1bLiF. Le worm bouge au cours d'une observation, et sa position exacte dépend de la position de la cible dans la fente du spectrographe.

Bien que le worm est le plus souvent observé dans le segment 1bLiF lorsqu'on utilise la grande fente (LWRS), il peut apparaître dans tous les canaux et toutes les fentes, dans des proportions moindres. A l'heure actuelle, aucune solution n'a été trouvée afin que le pipeline CalFUSE corrige les spectres de cet effet.

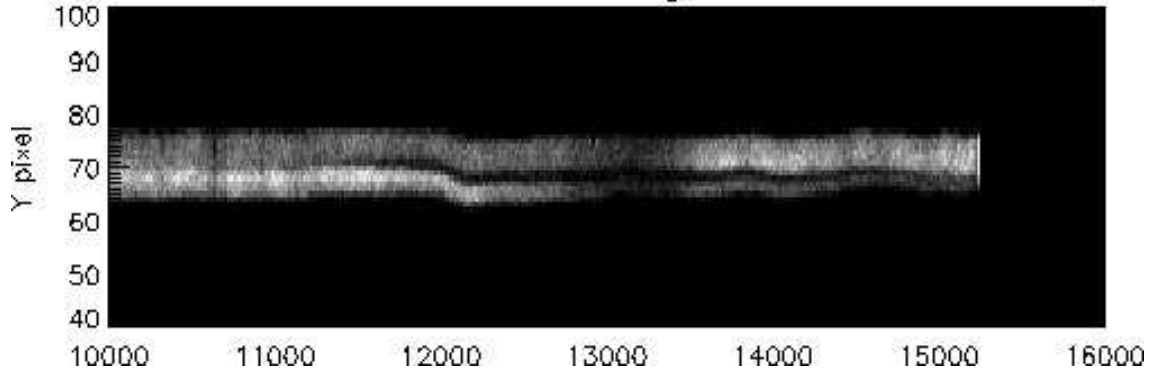


FIG. A.3 – Segment 1bLiF affecté par le “worm” (D. Sahnou, 2000).

#### A.3.4 L'émission atmosphérique

*FUSE* étant en orbite assez basse, des raies d'émission dues à l'atmosphère terrestre sont visibles dans le domaine de *FUSE*. Ces émissions sont des émissions géocoronales (*Airglow*), excitées dans l'atmosphère terrestre par la lumière du Soleil diffusée (Feldman et al. 1999, 2001). La raie la plus intense est la raie  $\text{Ly}\beta$ . Les autres raies de la série de Lyman du H I ou des raies de O I et N I sont également présentes mais moins intenses. Le spectre *FUSE* de la géocouronne est présenté sur la Figure A.4. Ce spectre a été obtenu de jour dans la fente LWRS.

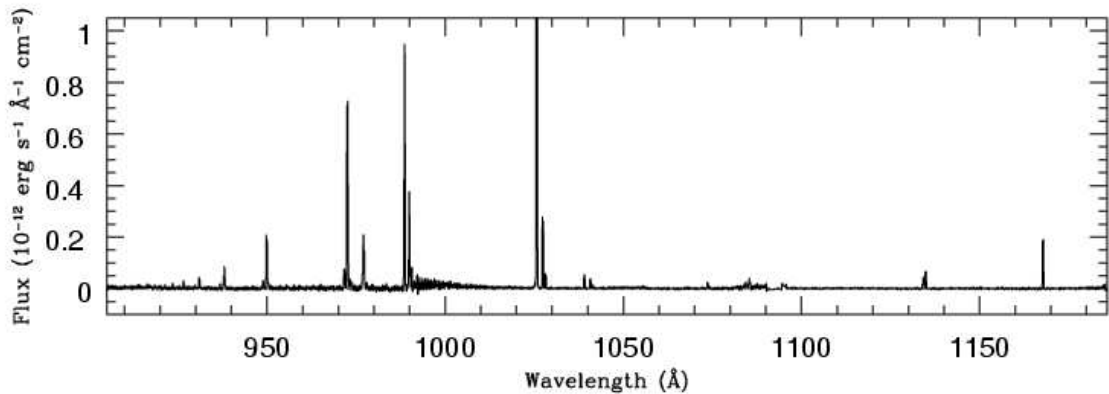


FIG. A.4 – Spectre *FUSE* de la géocouronne, traité par E. Murphy à JHU, Baltimore. La raie la plus intense est la raie  $\text{Ly}\beta$  (1025 Å) dont le pic central atteint  $\sim 7 \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1}$ .



# Annexe B

## Physique atomique et moléculaire

### Sommaire

---

<b>B.1</b>	<b>Structure atomique . . . . .</b>	<b>155</b>
<b>B.2</b>	<b>Rappels de physique moléculaire . . . . .</b>	<b>159</b>

---

Tout ce qui est présenté dans ce chapitre est largement inspiré du livre de Mécanique Quantique écrit par Cohen-Tannoudji et al. (1973) ainsi que de la thèse de F. Le Petit (2002).

### B.1 Structure atomique

#### B.1.1 Atomes à un électron : hydrogénoïdes

Considérons le mouvement de l'électron d'un hydrogénoïde (atome à un seul électron) dans un champ Coulombien. L'équation de Schrödinger indépendante du temps pour la fonction d'onde  $\Psi$  est (approximation non relativiste) :

$$H\Psi = \left( -\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(\vec{r}) \right) \Psi = \left( -\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 - \frac{Ze^2}{(4\pi\epsilon_0)r} \right) \Psi = E\Psi \quad (\text{B.1})$$

où l'hamiltonien  $H$  est la somme du terme d'énergie cinétique et du potentiel coulombien,  $\mu$  est la masse réduite de l'atome, et  $\vec{r}$  est le vecteur position qui représente les positions relative du noyau et de l'électron. Puisque le terme de potentiel est à symétrie sphérique, les solutions de l'équation de Schrödinger peuvent être séparées en une composante radiale et une composante sphérique :

$$\Psi(r, \theta, \phi) = R_{nl}(r)Y_l^{m_l}(\theta, \phi) \quad (\text{B.2})$$

où la fonction radiale  $R_{nl}(r)$  dépend du nombre quantique principal  $n$  et du nombre quantique  $l$  associé au moment cinétique orbital :  $\hbar^2 l(l+1)$  est valeur propre de  $\vec{L}^2$ . Et l'harmonique sphérique  $Y_l^{m_l}(\theta, \phi)$  dépend du nombre quantique  $l$  et du nombre quantique  $m_l$  associé au moment cinétique azimutal ( $l_z$ ) :  $\hbar m_l$  est valeur propre de  $l_z$ . Ces nombres quantiques vérifient les règles suivantes :

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots \\ l &= 0, 1, \dots, n-1 \\ m_l &= -l, -l+1, \dots, 0, \dots, +l \end{aligned}$$

Si on tient compte du spin de l'électron ( $s = 1/2$ ), la particule dans un état donné aura pour nombre quantique de spin  $m_s$ , qui peut prendre les valeurs  $m_s = \pm 1/2$ . La fonction d'onde  $\Psi_{nlm_l m_s}$  correspondant à un jeu particulier de nombres quantiques est appelée une *orbitale*. Les fonctions correspondant aux nombres quantiques  $l = 0, 1, 2$  sont appelées orbitales  $s, p, d$ , respectivement. Dans cette approximation non relativiste, les énergies propres dépendent uniquement de  $n$  :

$$E_n = -13.6 \text{ eV} \left( \frac{Z^2}{n^2} \right) \quad (\text{B.3})$$

L'étape suivante consiste à prendre en compte les corrections relativistes dans l'Hamiltonien décrit par l'équation B.1.1, dont la plus importante est le couplage spin-orbite, c'est-à-dire l'interaction entre le moment cinétique orbital et le moment de spin :

$$H_{\vec{L} \cdot \vec{S}} = \frac{1}{2m^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (\text{B.4})$$

En général, on définit le couplage spin-orbite comme l'interaction entre un dipôle magnétique, représenté par l'électron et son spin, et le champ magnétique créé par son mouvement dans le champ électrique statique du noyau (champ magnétique créé par la boucle de courant due à  $\vec{L}$ ).

Dans cette configuration,  $l_z$  et  $s_z$  ne sont plus des constantes du mouvement. En effet,  $\vec{L} \cdot \vec{S}$  et  $l_z$  ne commutent pas, et  $\vec{L} \cdot \vec{S}$  et  $s_z$  non plus :

$$\begin{aligned} [\vec{L} \cdot \vec{S}, l_z] &\neq 0 \quad m_l \text{ n'est plus un bon nombre quantique} \\ [\vec{L} \cdot \vec{S}, s_z] &\neq 0 \quad m_s \text{ n'est plus un bon nombre quantique} \end{aligned}$$

Par contre, le moment cinétique total,  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  est constante du mouvement. Ses valeurs propres sont :

$$j = |l - s|, \dots, l + s$$

Cette correction relativiste fait apparaître la division en niveaux de *structure fine* des niveaux d'énergie principaux. Un terme supplémentaire vient donc s'ajouter à l'équation B.1.1 :

$$\Delta E_{nj} = E_n \frac{(Z\alpha)^2}{n^2} \left( \frac{n}{j + 1/2} - \frac{3}{4} \right), \quad (\text{B.5})$$



où  $\alpha$  est la constante de structure fine.

L'objectif de ce chapitre étant de rapeler les principes de base de la physique atomique et les notations utilisées dans l'étude spectroscopique qui suit, on arrêtera la description des niveaux d'énergie aux niveaux de structure fine, bien que l'on puisse inclure de nouvelles perturbations à l'Hamiltonien pour obtenir la division des niveaux d'énergie en niveaux de structure hyperfine.

### B.1.2 Les atomes à $N$ électrons

Considérons maintenant les atomes comportant plusieurs ( $N$ ) électrons. L'Hamiltonien devient la somme des Hamiltoniens de chaque électron ( $N$  Hamiltoniens) et d'un terme qui tient compte de la répulsion Coulombienne entre chacun d'eux. En première approximation on considère qu'un *potentiel central* à symétrie sphérique peut décrire un atome à plusieurs électrons sous forme d'un "potentiel moyen". Cette approximation est appelée *approximation du champ central*. L'énergie de chaque électron dépend maintenant de  $l$  et de  $n$ , et l'énergie totale de l'atome est la somme des énergies des électrons.

Puisqu'on étudie maintenant un atome comportant  $N$  électrons indiscernables, il faut tenir compte du *Principe d'exclusion de Pauli*. Ce principe impose que chaque électron a un jeu de nombre quantiques,  $n, l, m_l, m_s$ , qui lui est propre. Une valeur particulière de  $n$  et  $l$  correspond à un niveau d'énergie  $E_{nl}$  qui peut contenir jusqu'à  $2(2l + 1)$  électrons ayant des valeurs différentes de  $m_l$  et  $m_s$ . Les électrons remplissent ces orbitales par ordre d'énergie croissante. Le taux de remplissage de ces orbitales donnent la configuration électronique de l'atome en fonction des valeurs de  $n$  et  $l$ . La valeur de  $n$  est notée par le chiffre correspondant, et la valeur de  $l$  est donnée par une lettre, comme ceal est expliqué au paragraphe précédent. Par exemple, dans son niveau électronique fondamental, l'atome de carbone compte 6 électrons ( $N = 6$ ); sa configuration électronique sera alors notée  $1s^2 2s^2 2p^2$ , où l'exposant indique le nombre d'électrons présents sur l'orbitale.

Dans cette configuration électronique, il faut tenir compte des corrections à apporter à l'approximation du champ central. L'Hamiltonien total s'exprime comme suit :

$$H = H_c + H_1 + H_2 \quad (\text{B.6})$$

où  $H_c$  est l'Hamiltonien dans l'approximation du champ central,  $H_1$  est un terme répulsif moyenné entre le terme de répulsion de l'approximation du champ central et l'interaction Coulombienne entre les électrons dans cette nouvelle configuration, et  $H_2$  est la somme des Hamiltoniens de couplage spin-orbite de chaque électron telle qu'on l'a exprimée dans l'équation B.1.1. Pour les atomes légers ( $Z \leq 30$ ), on a  $|H_1| \gg |H_2|$ . Dans ce cas,  $H_2$  est considéré comme une perturbation, et est traité comme une correction à  $H_c + H_1$ . Dans ce cas, on applique le couplage  $\vec{L} \cdot \vec{S}$  (Les lettres majuscules sont utilisées dans le cas d'un atome à plusieurs électrons). Ici, les moments cinétiques orbitaux des électrons s'ajoutent pour obtenir un moment cinétique orbital total  $\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$ , qui est une constante du mouvement. De la même manière, on obtient le moment de spin total  $\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i$ , qui est également une constante du mouvement. Par conséquent, les valeurs propres de  $H = H_c + H_1$  dépendent du nombre quantique de moment cinétique orbital

total,  $L$ , et du nombre quantique de moment de spin total,  $S$ . Chaque niveau d'énergie a une configuration qui dépend alors de  $L$  et de  $S$ , et est appelé *terme*. Chaque terme est désigné par une configuration notée  $^{2S+1}L$ , avec les lettres S, P, D, (...) qui correspondent aux valeurs de  $L = 0, 1, 2, (\dots)$ . Les termes correspondant à une configuration particulière (donc à des valeurs particulières de  $L$  et  $S$ ) sont déterminés suivant des règles bien précises qui gouvernent les additions de vecteurs de moment cinétique ainsi que le Principe d'exclusion de Pauli. Ces règles qui régissent l'ordre des termes, nommées règles de Hund, sont :

1. Le terme qui possède la plus grande valeur de  $S$  dans une configuration donnée, est le terme de plus basse énergie.
2. Pour une valeur donnée de  $S$ , le terme qui possède la plus grande valeur de  $L$ , est le terme de plus basse énergie.

Par exemple, dans son niveau électronique fondamental, l'atome de carbone sera désigné par les termes :  $^3P$ ,  $^1D$ ,  $^1S$ , par ordre d'énergie croissante.

Finalement, on va maintenant considérer les niveaux de structure fine de l'atome à plusieurs électrons. L'Hamiltonien total de l'équation B.1.2 ne commute ni avec  $\vec{L}$  ni avec  $\vec{S}$  mais avec  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ , qui est une constante du mouvement. De la même manière que pour l'atome à un électron, les valeurs propres du moment cinétique total  $\vec{J}$  correspondent au nombre quantique  $J$  :

$$J = |L - S|, \dots, L + S$$

Chaque niveau de structure fine est noté  $^{2S+1}L_J$  et sa dégénérescence correspond aux différentes valeurs de  $M_J = -J, \dots, +J$ . Les niveaux de structure fine correspondant à un terme sont appelés *multiplet*. Par exemple, dans son niveau électronique fondamental, le multiplet de l'atome de carbone sera désigné par :  $^3P_0$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_2$ , par ordre d'énergie croissante.

### Les règles de sélection

Les règles de sélection sont très difficiles à démontrer, et ne présentent pas un intérêt majeur dans ce travail de thèse. Aussi, je me contenterai de les citer dans le cas d'un atome à plusieurs électrons. Ces règles régissent la possibilité de transition entre un état initial et un état final (noté *prime*) en fonction des différents nombres quantiques :

$$\begin{aligned}\Delta M_J &= 0, \pm 1 \\ \Delta J &= 0, \pm 1 \\ \Delta L &= 0, \pm 1 \\ \Delta S &= 0\end{aligned}$$

*les transitions  $J = 0 \leftrightarrow J' = 0$  et  $L = 0 \leftrightarrow L' = 0$  ne sont jamais autorisées.*

## B.2 Rappels de physique moléculaire

Contrairement aux atomes, où les transitions ne font intervenir que des différences d'énergie des électrons, les molécules, et en particulier l'hydrogène moléculaire, présentent trois types de transitions : électroniques, vibrationnelles, et rotationnelles, par ordre d'énergie décroissante. Dans le cas du  $H_2$ , les transitions dipolaires sont interdites car la molécule ne possède pas de moment dipolaire intrinsèque. Les observations de  $H_2$  dans l'infrarouge permettent d'étudier les transitions quadrupolaires (vibration-rotation), tandis que les transitions électroniques sont, elles, dans le domaine des ultraviolets lointains et présentent des probabilités de transitions plus fortes que celles des transitions de vibration-rotation.

Le problème posé par la description quantique d'une molécule est en fait très complexe : il s'agit de trouver les états stationnaires d'un ensemble de particules, les noyaux et les électrons, interagissant les uns avec les autres. La résolution exacte de l'équation de Schrödinger d'un tel système est en général impossible. On utilise donc l'approximation de Born-Oppenheimer qui représente une simplification importante du problème. En effet, la masse des électrons est petite devant celle des noyaux, ce qui entraîne que le mouvement des électrons est beaucoup plus rapide que celui des noyaux. Il s'en suit que l'on peut, en première approximation, étudier séparément les deux mouvements. En d'autres termes, on suppose dans un premier temps que les noyaux sont à des positions fixes, et on étudie les états propres électroniques de la molécule, puis pour chaque état propre électronique, on cherche les états propres nucléaires. Dans cette configuration, l'énergie électronique joue le rôle d'énergie potentielle des noyaux. Dans l'approximation de Born-Oppenheimer, la fonction d'onde totale de la molécule s'écrit :

$$\Psi_{tot} = \Psi_{el} \Phi_N \Upsilon_N \quad (B.7)$$

avec :

- $\Psi_{el}$  fonction d'onde spatiale et de spin des électrons
- $\Phi_N$  fonction d'onde spatiale des noyaux
- $\Upsilon_N$  fonction d'onde de spin des noyaux

On notera que  $\Psi_{el}$  est définie pour une position des noyaux donnée, c'est donc non seulement une fonction des vecteurs positions des électrons, notés  $\vec{r}_i$ , mais également de la distance internucléaire  $R$ .

### B.2.1 Nomenclature des états électroniques

Contrairement au cas de l'atome, le champ électrique créé par les noyaux d'une molécule diatomique n'est pas sphérique. Ceci implique que le moment cinétique orbital des électrons ne se conserve pas. En d'autres termes, l'opérateur moment cinétique orbital  $\mathbf{L}$  ne commute pas avec l'hamiltonien  $\mathbf{H}$ . Par contre, l'axe internucléaire ( $z$ ) d'une molécule diatomique est axe de symétrie, et l'énergie du système reste invariante par rotation autour de ce dernier. De ce fait, l'opérateur moment cinétique orbital des électrons sur cet axe noté  $\mathbf{L}_z$ , commute avec l'hamiltonien :

$$[\mathbf{L}_z, \mathbf{H}] = 0.$$

Physiquement, cela signifie que la projection du moment cinétique orbital des électrons sur l'axe de symétrie de la molécule est une constante du mouvement. Puisque  $\hbar$  possède la dimension d'un moment cinétique, les valeurs propres de cet opérateur s'écrivent de manière générale :

$$M_L \hbar \quad \text{avec} \quad M_L = L, L-1, L-2, \dots, -L,$$

où  $L$  est le nombre quantique associé à  $\mathbf{L}^2$ , tel que si  $|L M_L\rangle$  est vecteur propre de  $\mathbf{L}^2$ ,  $L(L+1)\hbar^2$  en est la valeur propre.

L'énergie du système étant invariante par changement du sens de rotation des électrons, on introduit le nombre quantique :

$$\Lambda = |M_L|$$

La nomenclature des états électroniques des molécules diatomiques précise en premier lieu ce nombre quantique en associant à chaque valeur de  $\Lambda$  une lettre grecque majuscule :

$M_L$	0	$\pm 1$	$\pm 2$	...
$\Lambda$	0	1	2	...
Etat	$\Sigma$	$\Pi$	$\Delta$	...

Puisque  $M_L = \pm\Lambda$ , à l'exception de l'état  $\Sigma$ , chaque état électronique est dégénéré deux fois.

Il faut également tenir compte d'une propriété de symétrie. Dans le cas d'une molécule diatomique, et plus généralement pour toutes les molécules linéaires, tout plan contenant l'axe internucléaire, comme le plan  $(xz)$ , est plan de symétrie. L'opérateur de réflexion par rapport à ce plan,  $\mathbf{A}_y$ , commute donc avec l'hamiltonien. Le commutateur de  $\mathbf{A}_y$  avec  $\mathbf{L}_z$  étant  $2\mathbf{A}_y\mathbf{L}_z$ , ces deux opérateurs ne commutent que dans le cas où  $M_L$  vaut 0, c'est à dire les états  $\Sigma$ .

$$[\mathbf{A}_y, \mathbf{H}] = 0, \quad [\mathbf{A}_y, \mathbf{L}_z] = 2\mathbf{A}_y\mathbf{L}_z = 0 \text{ pour un état } \Sigma.$$

Il est alors possible de trouver une base de vecteurs propres communs à  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{L}_z$ , et  $\mathbf{A}_y$ . Il en résulte que pour définir complètement un état  $\Sigma$ , il est nécessaire de préciser la valeur propre de l'opérateur réflexion par rapport au plan de symétrie contenant l'axe internucléaire. Puisque le carré de  $\mathbf{A}_y$  est, par définition, l'opérateur identité, ses valeurs propres sont nécessairement  $\pm 1$ . Lorsque la valeur propre vaut  $+1$ , la fonction d'onde électronique est symétrique par la réflexion par rapport à un plan contenant l'axe internucléaire. Cet état est noté  $\Sigma^+$ . Au contraire, lorsque la valeur propre vaut  $-1$ , la fonction d'onde électronique est antisymétrique et l'état est noté  $\Sigma^-$ .

Dans le cas des orbitales  $\Pi$ , la dégénérescence due à  $M_L = \pm\Lambda$  mentionnée ci-dessus, n'est que partielle et il est possible de la lever en tenant compte de l'interaction entre le mouvement électronique et le mouvement des noyaux. Les états  $\Pi$  se dédoublent alors en états  $\Pi^+$  et  $\Pi^-$  d'énergies très voisines. Ce phénomène s'appelle le " $\Lambda$  doubling".

Pour les molécules présentant un centre de symétrie électronique comme le  $\text{H}_2$ , l'hamiltonien commute avec l'opérateur d'inversion des électrons par rapport au centre de

symétrie, noté  $\mathbf{i}$ . Il est en outre aisé de vérifier que  $\mathbf{L}_z$  commute toujours avec  $\mathbf{i}$ , à la différence de  $\mathbf{A}_y$ . Aussi est-il toujours possible de trouver un ensemble de vecteurs propres communs à  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{L}_z$ , et  $\mathbf{i}$ . Puisque le carré de  $\mathbf{i}$  est l'opérateur identité, ses valeurs propres sont  $\pm 1$ . Lorsque la valeur propre vaut  $+1$ , la fonction d'onde électronique est symétrique par rapport au centre des charges électroniques, ce que l'on indique par l'indice  $g$  (pour *gerade* après la lettre grecque). Lorsque la valeur propre vaut  $-1$ , la fonction d'onde est antisymétrique par rapport à l'inversion, noté  $u$  pour *ungerade*. De ce fait, on obtient les états :

$$\Sigma_g, \Sigma_u, \Pi_g, \Pi_u, \Delta_g, \dots$$

Il faut ensuite préciser l'état de spin dans lequel se trouvent les électrons. L'opérateur de spin des électrons  $\mathbf{S}$ , possède les propriétés d'un moment cinétique. En particulier, si la valeur propre de  $\mathbf{S}^2$  est  $S(S+1)\hbar^2$ , alors la projection de  $\mathbf{S}$  sur l'axe  $z$  peut avoir pour valeurs propres :

$$M_S \hbar \quad \text{avec} \quad M_S = S, S-1, S-2, \dots, -S$$

Souvent, en physique moléculaire,  $M_S$  est noté  $\Sigma$  qu'il ne faut alors pas confondre avec l'état du même nom. Dans le cas de l'hydrogène moléculaire qui ne possède que deux électrons de spin  $1/2$ ,  $S$  ne peut prendre que les valeurs 0 ou 1 et donc  $M_S$  prend les valeurs  $-1, 0$ , ou  $1$ . Un seul état propre correspond au cas  $S=0$ , c'est celui où la fonction d'onde de spin électronique est antisymétrique par échange des électrons. Il est appelé état singulet. Trois états propres, formant un triplet, correspondent à  $S=1$ , c'est le cas où la fonction d'onde de spin électronique est symétrique par échange des électrons. La multiplicité de spin, égal à  $2S+1$ , est précisée dans la nomenclature par un exposant placé avant le symbole grec. Par exemple, dans un état  $\Pi$ , on a :

$$\begin{array}{ll} \text{état singulet} & S = 0 \quad {}^1\Pi \\ \text{état triplet} & S = 1 \quad {}^3\Pi \end{array}$$

Il reste à préciser la valeur de la projection du moment de spin sur l'axe internucléaire. Pour cela on introduit le nombre quantique  $\Omega$  défini par :

$$\Omega = |\Lambda + M_S|$$

Il correspond au nombre quantique associé à l'opérateur projection du moment cinétique total sur l'axe internucléaire, mais pour lequel on ne tient pas compte des sens de rotation, le système étant invariant par changement de sens de rotation des électrons. La valeur de  $\Omega$  est précisée dans la nomenclature par un indice après le symbole grec. Les trois états du triplet  $\Pi$  sont ainsi notés :

$${}^3\Pi_0, {}^3\Pi_1, {}^3\Pi_2$$

En spectroscopie moléculaire, on appelle état X, l'état électronique fondamental. Dans le cas de l'hydrogène moléculaire, il correspond à l'état  ${}^1\Sigma_g^+$ .

### B.2.2 Etats propres nucléaires du niveau électronique fondamental

Une fois les états électroniques déterminés, c'est à dire la partie de la fonction d'onde égale à  $\Psi_e l$  dans l'expression B.2, on recherche les états propres nucléaires correspondant aux variables spatiales. Une molécule diatomique possède trois degrés de liberté : un de vibration défini par la distance internucléaire  $R$ , et deux de rotation définis par les angles  $\theta$  et  $\phi$ . La vibration de la molécule modifiant son moment d'inertie et donc son énergie de rotation, il existe un couplage entre les différents degrés de liberté. Cependant, en première approximation, on suppose que chaque mouvement est indépendant. On a donc :

$$\Phi_N = \Phi_v(R)\Phi_r(\theta, \phi) \quad (\text{B.8})$$

où  $\Phi_v(R)$  et  $\Phi_r(\theta, \phi)$  sont respectivement les fonctions d'onde définissant les états de vibration et de rotation de la molécule.

#### Niveaux vibrationnels

D'après ce qui précède, le potentiel dans lequel évoluent les noyaux ne dépend que de  $R$ . Dans le cas d'un potentiel harmonique, l'énergie de vibration est donnée par :

$$E_v = \left(v + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega \quad \text{avec} \quad \omega = \sqrt{\frac{V''(R_0)}{\mu}} \quad (s^{-1}) \quad (\text{B.9})$$

où  $\mu$  est la masse réduite des noyaux,  $v$  le nombre quantique de vibration, et  $\hbar\omega$  le quantum de vibration. Dans l'expression de  $\omega$ ,  $V''(R_0)$  est la dérivée seconde du potentiel en  $R_0$ , position d'équilibre de l'oscillateur. Deux points sont à noter. D'une part, pour  $v = 0$ , l'énergie vibrationnelle n'est pas nulle. Cette énergie résiduelle est appelée l'énergie de point zéro. Usuellement en spectroscopie, le niveau  $v = 0$ ,  $J = 0$  de l'état électronique fondamental est pris comme origine des énergies. Par ailleurs, dans l'approximation harmonique, les niveaux vibrationnels sont tous séparés d'un quantum de vibration.

Pour les grandes valeurs de  $v$ , il faut tenir compte de l'anharmonicité du potentiel par un calcul de perturbation. Dans ce cas, on montre que :

$$E_v = \left(v + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega - \frac{15}{4}\sigma^2\left(v + \frac{1}{2}\right)^2 \hbar\omega - \frac{7}{16}\sigma^2 \hbar\omega + \dots \quad (\text{B.10})$$

$$\text{avec} \quad \Delta E_v = \hbar\omega\left[1 - \frac{15}{2}\sigma^2 v\right]$$

où  $\sigma$  est un nombre réel sans dimension très petit devant 1 et dépendant de la forme du potentiel adopté. Cette formule, bien que désormais purement académique, permet de constater que l'un des effets de l'anharmonicité est de diminuer l'énergie des niveaux vibrationnels. Avec l'évolution de la puissance des ordinateurs, les niveaux d'énergie sont dorénavant obtenus en résolvant numériquement l'équation de Schrödinger tenant compte de l'effet centrifuge.

### Niveaux rotationnels

Dans le cas des états  $\Sigma$ , si on néglige la vibration de la molécule, on se ramène au problème du rotateur rigide dont on sait que les fonctions propres sont les harmoniques sphériques  $Y_J^{M_J}(\theta, \phi)$  d'énergie :

$$E_J = J(J+1)\hbar B$$

où  $J$  est le nombre quantique de rotation et  $B$  la constante de rotation :

$$B = \frac{\hbar}{4\pi\mu R_0^2} \quad (\text{B.11})$$

L'écart entre les niveaux rotationnels croît avec  $J$ . De plus, la différence d'énergie entre deux niveaux rotationnels est  $2BhJ$ , toujours très inférieure au quantum de vibration  $\hbar\omega$ , ce qui justifie a posteriori l'hypothèse de découplage entre la vibration et la rotation faite dans l'approximation de Born-Oppenheimer.

### B.2.3 Parité totale des niveaux

Pour définir complètement le système, il est nécessaire de tenir compte de son invariance sous l'effet de certaines transformations due à des propriétés de symétrie.

L'énergie d'une molécule linéaire est invariante par inversion de l'ensemble des particules (noyaux et électrons) par rapport à l'origine. L'opérateur de parité  $\mathbf{P}$ , correspondant à cette inversion, est une constante du mouvement. Les valeurs propres de  $\mathbf{P}$  sont  $\pm 1$ . La valeur propre  $+1$  correspond à la fonction d'onde de parité  $+$ , et la valeur propre  $-1$  correspond à la fonction d'onde de parité  $-$ . Pour déterminer la parité de  $\Phi_{tot}$ , on étudie celle de chacune de ses composantes. Dans ce cas, on ne s'intéresse pas aux spins. Seules les variables spatiales sont susceptibles d'être modifiées par les opérateurs de symétrie.

$$\Phi_{tot} = \Phi_{el}\Phi_v\Phi_r \quad (\text{B.12})$$

Puisque  $\Phi_v$  ne dépend que du module de  $\vec{R}$ , elle est invariante par toute opération de symétrie. La parité de  $\Phi_{tot}$  est donc celle de  $\Phi_{el}\Phi_r$ . Or,  $\Phi_r$  étant la fonction d'onde de rotation de la molécule pour un état  $\Sigma$ , comme nous l'avons dit précédemment, c'est une harmonique sphérique  $Y_J^{M_J}(\theta, \phi)$ . Sa parité est donc en  $(-1)^J$ . D'autre part, pour obtenir la parité de  $\Phi_{el}$ , on peut considérer que l'inversion de toutes les particules de la molécule par rapport à l'origine est la combinaison de deux opérations :

- une rotation de l'ensemble de la molécule de  $180^\circ$  par rapport à une axe passant par l'origine et perpendiculaire à l'axe internucléaire.
- une réflexion par rapport au plan de symétrie de la molécule.

La première opération ne modifie pas le signe de  $\Phi_{el}$ . La seconde, par contre, provoque un changement de signe de la fonction d'onde électronique en fonction de sa symétrie par rapport à la réflexion. Ceci est précisé par la nomenclature des états électroniques comme nous avons pu le voir dans la section B.2.1. On en déduit :

$\Psi_{el}$	J	Parité de $\Phi_{tot}$
$\Sigma^+$	pair	+
	impair	-
$\Sigma^-$	pair	-
	impair	+
$\Pi^+$	pair	+
	impair	-
$\Pi^-$	pair	-
	impair	+

Les états tels que la fonction d'onde électronique est symétrique sous l'action de  $\mathbf{A}_y$  et dont la parité est en  $(-1)^J$ , sont appelés états *e*. Ceux qui sont antisymétriques sous l'action de  $\mathbf{A}_y$  ont une parité en  $(-1)^{J+1}$  et sont appelés états *f* (Brown et al. 1975).

### • L'hydrogène moléculaire

En outre, les molécules homonucléaires comme le  $\text{H}_2$  présentent une symétrie supplémentaire. L'énergie du système est également invariante par permutation des noyaux. Associons à cette permutation l'opérateur  $\mathbf{i}_N$ . On dit que la fonction d'onde  $\Phi_{tot}$  est symétrique si  $\mathbf{i}_N \Phi_{tot} = +\Phi_{tot}$ , et antisymétrique si  $\mathbf{i}_N \Phi_{tot} = -\Phi_{tot}$ . Pour les mêmes raisons qu'au paragraphe précédent, on ne s'intéresse qu'à la symétrie de  $\Phi_{tot}$ . Cette transformation peut se décomposer en une inversion de toutes les particules par rapport à l'origine, ce qui revient à appliquer l'opérateur parité  $\mathbf{P}$ , suivie d'une réflexion des électrons par rapport à l'origine (action de l'opérateur  $\mathbf{i}$ , section B.2.1). On a donc :

$$\mathbf{i}_N = \mathbf{i} \mathbf{P}$$

On cherche ensuite le comportement de  $\Phi_{el}$  et  $\Phi_r$  sous l'action de  $\mathbf{i}_N$  ( $\Phi_v$  étant toujours invariant par cette transformation).  $\Phi_r$  est invariant lorsque  $\mathbf{i}$  lui est appliqué, puisque cette symétrie ne concerne que les électrons. La fonction d'onde de rotation présente donc la même parité sous l'action de  $\mathbf{i}_N$  que sous celle de  $\mathbf{P}$ , c'est à dire  $(-1)^J$ . Pour  $\Phi_{el}$ , l'action de  $\mathbf{P}$  a été démontrée ci-dessus. D'après la définition des états *gerade* et *ungerade*,  $\mathbf{i}$  transforme un état  $\Phi_{el,g}$  en état  $+\Phi_{el,g}$  et un état  $\Phi_{el,u}$  en état  $-\Phi_{el,u}$ .

La symétrie de la fonction d'onde totale  $\Phi_{tot}$  de l'hydrogène moléculaire, ainsi que de toutes les molécules diatomiques homonucléaires, vis à vis de l'échange des noyaux est donc :

	<i>g</i> +	<i>g</i> -	<i>u</i> +	<i>u</i> -
J pair	S	A	A	S
J impair	A	S	S	A

S : symétrique ; A : antisymétrique



### B.2.4 Prise en compte du spin des noyaux

Pour déterminer la dégénérescence des niveaux rovibrationnels du  $H_2$ , il est nécessaire de tenir compte de la fonction d'onde de spin des noyaux. L'expression B.2 de la fonction d'onde totale peut également s'écrire sous la forme :

$$\Psi_{tot} = \Phi_{tot}(\vec{R}, q) \Upsilon_N(1, 2) \quad (B.13)$$

où  $\Upsilon_N$  est la fonction d'onde correspondant aux spins nucléaires et  $\Phi_{tot}(\vec{R}, q)$  celle correspondant à la partie spatiale de la fonction d'onde des noyaux dont la position est donnée par  $\vec{R}$ , et à la fonction d'onde des électrons, partie spatiale et de spin, dont on note les variables de manière générale par  $q$ . De manière générale, le principe d'exclusion de Pauli impose, pour une molécule diatomique homonucléaire, que la fonction d'onde totale soit antisymétrique par échange des électrons, et symétrique par échange des noyaux si ces derniers sont des bosons, ou antisymétrique si ce sont des fermions. Dans le cas du  $H_2$ , uniquement composé de fermions, la fonction d'onde totale  $\Psi_{tot}$  est donc antisymétrique, d'une part par l'échange des électrons et d'autre part par l'échange des noyaux. Aussi en notant par un S en exposant les fonctions d'onde symétriques et un A les fonctions d'onde antisymétriques,  $\Psi_{tot}$  doit être de la forme  $\Phi_{tot}^S \Upsilon_N^A$  ou  $\Phi_{tot}^A \Upsilon_N^S$ .

La symétrie de  $\Phi_{tot}$  a été déterminée dans la section B.2.3. Concernant celle de  $\Upsilon_N$ , puisque, dans le cas de  $H_2$  les deux spins des noyaux valent  $1/2$ , la situation est rigoureusement identique à celle rencontrée pour les spins des électrons. Il existe quatre états possibles, trois formant un triplet de fonction d'onde symétrique par l'échange des noyaux et un état singulet antisymétrique. L'état triplet de dégénérescence 3 est appelé ortho, et l'état singulet de dégénérescence 1, état para.

Pour l'hydrogène moléculaire, dans son niveau fondamental électronique  $\Sigma_g^+$  non dégénéré, la dégénérescence des niveaux rovibrationnels est donc :

$$\begin{aligned} g_{vJ} &= 3 \times (2J+1) & \text{si } J \text{ est impair} & \quad (\text{niveaux ortho}) \\ g_{vJ} &= 2J+1 & \text{si } J \text{ est pair} & \quad (\text{niveaux para}) \end{aligned}$$

### B.2.5 Règles de sélection

Pour qu'une transition ait lieu, il faut que l'élément de matrice suivant soit non nul :

$$\langle \Psi_{tot} | \mathbf{D}(\vec{R}) | \Psi_{tot} \rangle \neq 0 \quad (B.14)$$

où  $\mathbf{D}(\vec{R})$  est l'opérateur moment dipolaire. Il est à noter que pour une molécule homonucléaire, c'est le moment quadrupolaire qui intervient.

### Transitions rotationnelles pures

On a vu que dans l'expression de  $\Psi_{tot}$ , la partie correspondant à la rotation était une harmonique sphérique. En raison des propriétés de ces fonctions, on doit vérifier les règles suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta J = \pm 1 & \text{ pour une transition dipolaire électrique} \\ \Delta J = \pm 2 & \text{ pour une transition quadrupolaire électrique} \end{aligned}$$

$\Delta J = 0$  est également possible, mais est sans intérêt pour les transitions rotationnelles pures (transitions entre niveaux rotationnels de  $J$  différents).

La règle  $\Delta J = \pm 1$  peut se comprendre aisément. le photon émis ou absorbé au cours d la transition possède une quantité de moment cinétique. Aussi le moment cinétique de la molécule diatomique doit varier d'une unité. Ceci n'est toutefois valable que dans le cas où  $\Lambda = 0$ . Si  $\Lambda \neq 0$ , alors l'absorption ou l'émission du photon peut se faire avec modification du moment cinétique des électrons et dans ce cas,  $\Delta J = 0$  est autorisé.

### Transitions rovibrationnelles

En ce qui concerne les transitions rovibrationnelles, on doit avoir  $\Delta v = \pm 1$  si le potentiel est harmonique et  $\pm n$  avec  $n \in \mathbb{N}$ , si le potentiel est anharmonique (Bransden & Joachim 1983).

Les règles de sélections sont donc les suivantes :

$$\Delta v = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

$$\begin{array}{lll} \text{Si } \Lambda = 0 & \Delta J = \pm 1 & \text{transition dipolaire électrique} \\ \text{Si } \Lambda \neq 0 & \Delta J = 0, \pm 1 & \text{transition dipolaire électrique} \\ \forall \Lambda & \Delta J = 0, \pm 2 & \text{transition quadrupolaire électrique} \end{array}$$

### Transitions électroniques

Au cours des transitions électroniques de toute molécule diatomique, la parité de  $\Phi_{tot}$  doit être inversée (i.e. états  $e \leftrightarrow$  états  $f$ ). D'après ce qui est présenté en section B.2.3, les règles de sélection des transitions électroniques sont donc :

$$\begin{aligned} \Delta S &= 0 \\ \Delta \lambda &= 0, \pm 1 \\ + \leftrightarrow - & \text{ avec } \Sigma^+ \leftrightarrow \Sigma^- \end{aligned}$$

$$\text{si } \Lambda = 0 \quad \Delta J = \pm 1$$

$$\begin{aligned} \text{si } \Lambda \neq 0 \quad \Delta J &= 0, \pm 1 \\ \text{avec toujours } J = 0 &\leftrightarrow J = 0 \end{aligned}$$

Pour les molécules homonucléaires, la symétrie ou l'antisymétrie de  $\Phi_{tot}$  doit être conservée. Aussi doit-on avoir :

$$g \leftrightarrow u$$

## B.2.6 L'hydrogène moléculaire

### Niveaux rotationnels et vibrationnels

L'hydrogène moléculaire ne subissant que des transitions quadrupolaires, sa désexcitation radiative est donc peu efficace. Pour les premières transitions rotationnelles pures, par exemple, l'ordre de grandeur du coefficient d'Einstein de désexcitation spontanée d'une transition quadrupolaire électrique est  $A_{ij} \simeq 10^{-11} \text{ s}^{-1}$ . Ces coefficients varient très rapidement en fonction de l'énergie des transitions, puisque  $A_{ij}$  est proportionnel à  $\Delta E^5$  pour une transition quadrupolaire électrique. En effet, on a la relation suivante :

$$A_{v_i J_i \rightarrow v_j J_j} = 1.4258 \times 10^4 (E_{v_i, J_i} - E_{v_j, J_j})^5 |\langle \Phi_{N_i} | Q(R) | \Phi_{N_j} \rangle|^2 f(J_i, J_j) \quad (\text{u.a.})$$

avec Pour  $J_i = J_j + 2$  :  $f(J_i, J_j) = \frac{3J_i(J_i - 1)}{2(2J_i - 1)(2J_i + 1)}$

et où  $Q(R)$  est le moment quadrupolaire, voisin de 1 lorsque les noyaux sont à leur position d'équilibre (Wolniewicz et al. 1998). L'expression du coefficient de désexcitation spontanée entre deux niveaux rotationnels de l'état électronique fondamental du  $\text{H}_2$  s'écrit en unités atomiques :

$$A_{J_i \rightarrow J_j} \simeq 1.4258 \times 10^4 (E_{J_i} - E_{J_j})^5 \frac{3J_i(J_i - 1)}{2(2J_i - 1)(2J_i + 1)} \quad (\text{u.a.})$$

Enfin, en fonction des énergies de ces niveaux, on constate qu'en astrophysique dans les nuages relativement diffus dont la température est de l'ordre de quelques centaines à un millier de Kelvin, seuls les premiers niveaux rotationnels sont susceptibles d'être peuplés par des processus thermiques. Les populations de ces niveaux sont gouvernées par des processus radiatifs, collisionnels et chimiques. Les énergies de transitions mises en jeu appartiennent au domaine des infrarouges (Figure B.1, flèches oranges).

### Niveaux électroniques

Les premiers états électroniques du  $\text{H}_2$  sont présentés sur la Figure B.1. Comme cela a été dit au paragraphe précédent, seuls les premiers niveaux rotationnels de l'état électronique fondamental sont significativement peuplés. Aussi d'après les règles de sélection vues dans la section B.2.5, les principales transitions électroniques autorisées du  $\text{H}_2$  sont :

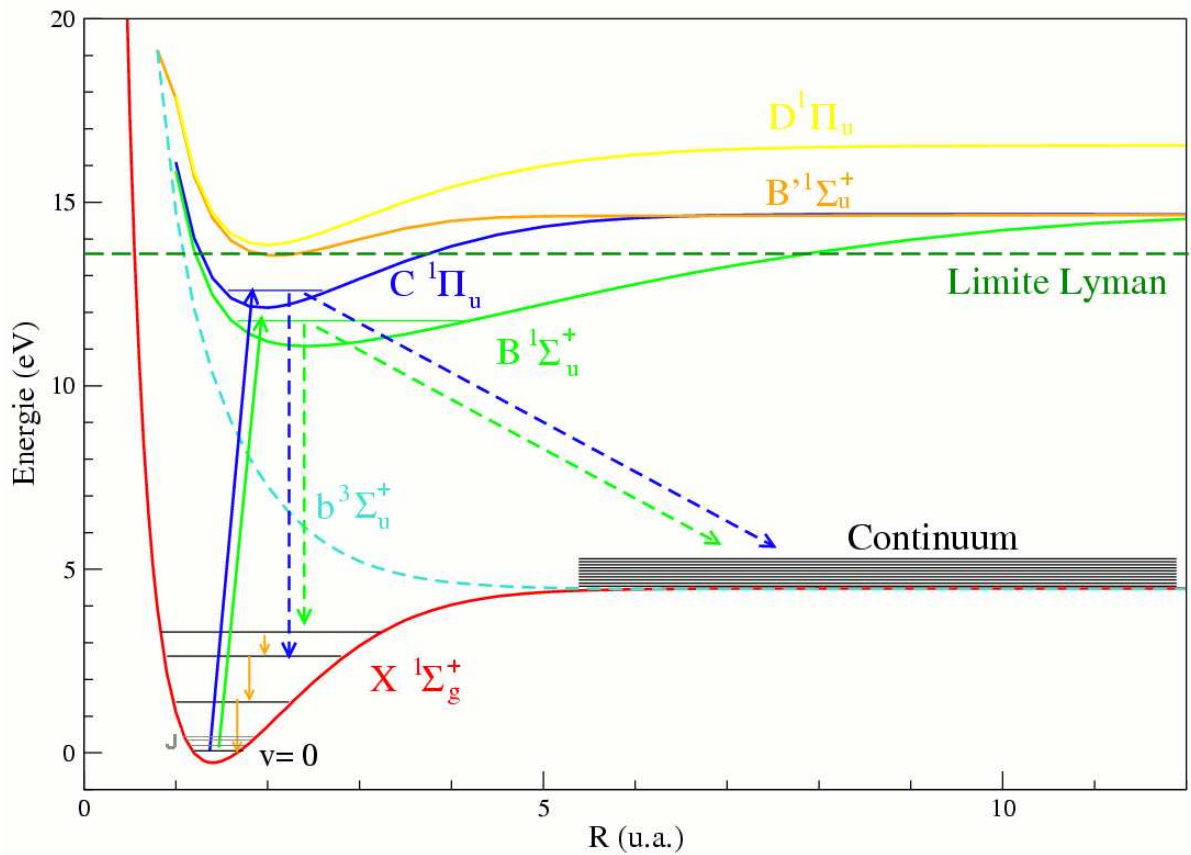
$$X^1\Sigma_g^+ \longleftrightarrow B^1\Sigma_u^+ \quad \text{transitions Lyman}$$

$$X^1\Sigma_g^+ \longleftrightarrow C^1\Pi_u \quad \text{transitions Werner}$$

Les transitions à partir de X vers des états électroniques plus excités que les états B ou C nécessitent l'absorption de photon UV très énergétiques (énergie supérieure à 13.6 eV, seuil de photoionisation de l'hydrogène atomique).

Pour la série de Lyman, on a  $\Lambda = 0$ , et donc les transitions doivent vérifier la règle de sélection  $\Delta J = \pm 1$ . Les transitions telles que  $\Delta J = +1$  forment la branche R, et celles telles que  $\Delta J = -1$ , forment la branche P.

Pour la série de Werner, les transitions se décomposent en deux catégories. D'une part les transitions

FIG. B.1 – Premiers niveaux d'énergie du  $H_2$  (Le Petit 2002).

$$\Sigma_g^+ \longleftrightarrow {}^1\Pi_u^+,$$

les règles de sélection imposent alors  $\Delta J = \pm 1$ , et ces transitions forment les branches R et P. D'autre part, les transitions :

$$\Sigma_g^+ \longleftrightarrow {}^1\Pi_u^-,$$

qui elles, nécessitent  $\Delta J = 0$  et appartiennent à la branche Q.

A partir des énergies des transitions, on peut noter que l'hydrogène moléculaire est observable dans différents domaines spectraux. En effet,

- en émission et en absorption dans l'infrarouge, via les transitions rovibrationnelles,
- en absorption dans l'ultraviolet lointain, via les transitions électroniques X-B et X-C correspondant aux séries de Lyman et Werner,
- par leur spectre d'émission de fluorescence produit par la désexcitation de la molécule dans un état B ou C vers l'état X. Ce spectre qui s'étend de l'ultraviolet jusqu'au visible peut être soit discret, lorsque la transition se fait vers un état lié (Witt et al. 1989), soit continu lorsqu'elle a lieu vers le continuum de X (Hurwitz et al. 1998).

# Annexe C

## Profil de raies

### Sommaire

<b>C.1</b>	<b>Absorption par un nuage interstellaire . . . . .</b>	<b>169</b>
<b>C.2</b>	<b>Elargissement des raies . . . . .</b>	<b>170</b>
<b>C.3</b>	<b>Profil de Voigt . . . . .</b>	<b>170</b>

L'information physique d'un absorbant interstellaire ou circumstellaire est contenue dans le profil de ses raies spectrales. Cette Annexe présente brièvement les développements mathématiques reliant les caractéristiques des profils aux paramètres physiques des nuages.

### C.1 Absorption par un nuage interstellaire

Un nuage interstellaire, supposé purement absorbant et homogène, observé en absorption sur la ligne de visée en direction d'une étoile a pour intensité spécifique  $I(\lambda)$  (exprimée en  $W.m^{-2}.s^{-1}.Hz^{-1}$ ) :

$$I(\lambda) = I_*(\lambda) e^{-\tau_\lambda},$$

où  $I_*$  est l'intensité spécifique de l'étoile, c'est à dire le continu stellaire, et  $\tau_\lambda$  l'épaisseur optique du nuage à la longueur d'onde  $\lambda$ . La dépendance en longueur d'onde de  $\tau_\lambda$  constitue le spectre d'absorption. En effet, si  $\tau_\lambda$  varie fortement sur une petite plage de longueurs d'onde, on observe une raie en absorption.

Une raie n'est jamais qu'un Dirac à la fréquence  $\nu_0$  de la transition ; elle est toujours élargie et possède donc un profil. Ce profil s'exprime par la fonction  $\Phi(\nu)$ , où  $\Phi(\nu)d\nu$  est la probabilité (normalisée à l'unité) pour qu'il y ait absorption à la fréquence  $\nu$ , voisine de  $\nu_0$ .

## C.2 Elargissement des raies

Deux processus principaux sont à l'origine de l'élargissement des raies d'absorption dans le milieu interstellaire et/ou circumstellaire.

### C.2.1 Elargissement naturel

La durée de vie du niveau électronique  $n$  est l'inverse de sa constante d'amortissement  $\gamma_n$ , qui est la somme des probabilités d'Einstein (seule l'absorption induite intervient dans le milieu interstellaire, les émissions induite et spontanée étant négligeables). Typiquement, les valeurs de ces probabilités sont de l'ordre de  $10^8 \text{ s}^{-1}$  pour les transitions permises, et de  $10^{-15} \text{ s}^{-1}$  pour les transitions interdites. La relation d'incertitude de Heisenberg entre l'énergie et la durée de vie du niveau  $n$  entraîne ainsi un élargissement dit *naturel* ou encore *d'amortissement*. Le profil naturel d'une raie est une lorentzienne :

$$\Phi(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\delta_n}{\delta_n^2 + (\nu - \nu_0)^2}$$

où  $\delta_n = \gamma_n/4\pi$ . La largeur totale de cet élargissement naturel est de  $2\delta_n$ .

### C.2.2 Elargissement thermique Doppler

La dispersion des vitesses des particules absorbantes entraîne un élargissement des raies par effet Doppler. Dans un gaz à l'équilibre thermique à la température  $T$ , cette dispersion est décrite par la loi de Maxwell et le profil thermique est une gaussienne dont l'expression est :

$$\Phi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} e^{-(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_D})^2}$$

où  $\Delta\nu_D = \frac{v_0}{c}b$  est la largeur Doppler. Le paramètre  $b$  représente la vitesse caractéristique de l'élargissement. En plus de sa partie purement thermique, ce paramètre possède une partie non thermique liée à la turbulence dans le nuage. Son expression est  $b^2 = \frac{2kT}{M} + v_{turb}^2$ , où  $k$  est la constante de Boltzmann et  $M$  la masse de la particule.

## C.3 Profil de Voigt

### C.3.1 Définition

Le profil d'une raie d'absorption interstellaire ou circumstellaire est donc le résultat de la convolution d'une lorentzienne et d'une gaussienne. Elle s'exprime par la fonction de Harris  $H$ . On a alors  $\tau_\lambda = H\tau_{\lambda_0}$ , où  $\tau_{\lambda_0}$  est l'épaisseur optique au centre de la raie, en l'absence d'amortissement. L'expression de  $H$ , également appelée **profil de Voigt**, est la suivante :

$$H(a, u) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (u - y)^2} dy$$

où :

- $a = \frac{\delta}{\Delta\nu_D}$ , le rapport entre les deux largeurs (généralement très faible),
- $u = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}$ , l'écart à  $\nu_0$  en unité de largeur Doppler  $\Delta\nu_D$ , et
- $y = \frac{V_{rad}}{c} \frac{\nu_0}{\Delta\nu_D}$ , le décalage Doppler en unité de largeur Doppler  $\Delta\nu_D$ , qui parcourt toutes les valeurs possibles dans l'intégrale du produit de convolution ( $V_{rad}$  étant la composante de la vitesse le long de la ligne de visée.)

### C.3.2 Largeur équivalente

On peut définir  $W$ , la largeur équivalente d'une raie d'absorption, par :

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_* - I}{I_*} d\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\tau_\lambda}) d\lambda$$

La largeur équivalente  $W$  représente la surface de la raie rapportée au continu stellaire, c'est à dire la largeur du rectangle dont la hauteur est égale au flux du continuum et l'aire à celle de la raie.  $W$  s'exprime en unités de longueur d'onde. Bien que le profil de raie contienne plus d'information que la largeur équivalente, celle-ci présente l'avantage d'être indépendante de la résolution instrumentale.

### C.3.3 Courbe de croissance théorique

De façon générale, le terme **courbe de croissance** désigne des courbes qui donnent la largeur équivalente d'une raie directement en fonction du nombre d'atomes absorbants qui produisent cette raie. A partir de la fonction de Harris, on peut distinguer trois domaines pour décrire les **courbes de croissance**, c'est à dire les variations de  $W$  en fonction de la densité de colonne  $N$ .

#### Le régime linéaire (cas optiquement mince)

Dans ce domaine, les atomes sont peu nombreux. C'est à dire qu'on se trouve dans le domaine des faibles valeurs de  $N$ , donc des faibles valeurs de  $\tau_0$ . Les ailes d'amortissement sont négligeables et le profil de la raie est essentiellement gaussien. Le nombre d'atome est insensible à la largeur Doppler  $\Delta\nu_D$  et est proportionnelle à  $W$  :

$$N(\text{cm}^{-2}) = 1.13 \times 10^{20} \frac{W(\text{\AA})}{\lambda(\text{\AA})^2 f}$$

où  $f$  est la force d'oscillateur de la transition. Ce domaine est donc très favorable à la mesure des densités de colonne.

#### Le régime intermédiaire (Palier Doppler)

Le nombre d'atomes augmente mais pas suffisamment pour que les ailes d'amortissement contribuent à la largeur équivalente. La raie sature et s'élargit mais la largeur équivalente croît extrêmement peu avec le nombre d'atomes :  $W \propto \sqrt{\log N}$ . On est dans la partie "plate" de la courbe où  $W$  est très peu sensible à  $N$  mais dépend énormément de  $\Delta\nu_D$ .

On a :

$$\frac{W}{\Delta\nu_D} \simeq cste.$$

Ce domaine est donc plus favorable à la mesure de  $b$ .

### Le régime saturé (cas optiquement épais)

Dans ce domaine, les raies sont très fortes (très fortes valeurs de  $N$ ,  $\tau_0 \gg 1/a$ ). L'élargissement naturel joue et les ailes d'amortissement dominant la largeur équivalente et deviennent visibles, d'où une dépendance à  $\delta$ . On a :

$$\frac{W}{\lambda} = 2\pi^{1/4} \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \sqrt{\delta N f \lambda}$$

et  $W$  varie comme  $\sqrt{N}$ . Peu d'espèces atteignent ce domaine dans le milieu interstellaire ; on peut citer H I (dans la ou les premières raies de la série de Lyman) ou H<sub>2</sub> (sur les lignes de visée les plus denses ou dans le milieu circumstellaire).

Ces différentes approximations permettent d'estimer dans quels domaines les ajustements des raies donneront des mesures précises.



# Annexe D

## Demandes de temps d'observation

Cette annexe présente les demandes de temps d'observations dont je suis PI, et qui ont été acceptées. Seule la première page comportant un résumé est reproduite.

La première est une demande de temps d'observation sur *FUSE* (Programme E030) dont l'objectif était de contraindre l'échelle de temps nécessaire à la formation planétaire. Pour cela, nous avons sélectionné des étoiles de Herbig dont la SED présentait un faible excès dans le proche infrarouge mais un fort excès dans l'infrarouge lointain. Une telle SED suggère que la poussière a été dissipée dans les régions les plus internes du disque, là où la formation planétaire est supposée avoir lieu. Le but de ces observations était de mesurer la quantité de gaz dans ces régions internes du disque afin de déterminer si le gaz et la poussière sont dissipés sur les mêmes échelles de temps.

La seconde proposition est une demande de temps d'observation sur le spectrographe UVES au VLT/ESO dans le domaine visible (programme 075.C-0637). L'objectif de cette demande était d'observer, si elles sont présentes, les raies de CH et CH<sup>+</sup> dans l'environnement d'étoiles dont les spectres *FUSE* étaient disponibles. En effet, CH et CH<sup>+</sup> étant très liés à H<sub>2</sub>, l'observation de telles raies permettra de contraindre la formation et l'excitation de H<sub>2</sub>. De plus, la haute résolution spectrale de UVES (~80,000) permettra de distinguer si différentes composantes gazeuses sont présentes le long de la ligne de visée. On pourra identifier des composantes séparées de seulement quelques km s<sup>-1</sup> en vitesse radiale (~2.5 km s<sup>-1</sup>), ce que la résolution de *FUSE* ne permet pas de faire.

Au cours de ma thèse, j'ai collaboré à d'autres demandes temps sur *FUSE* et différents instruments au sol :

- Proposal *FUSE* cycle 4 (accepté) : *Origin of the Far-UV Emission from Binary Pre-Main Sequence Herbig Ae/Be Stars*, P.I. J-C Bouret.
- Proposal *UVES-FLAMES/VLT*, période 75 (accepté) : *Active phenomena of Herbig Ae/Be stars in young open clusters*, P.I. J-C Bouret.
- Proposal *VISIR/VLT*, période 76, temps garanti (accepté) : *Mid-IR H<sub>2</sub> rotational lines in circumstellar disks.*, P.I. E. Habart
- Proposal *VISIR/VLT*, période 77, temps garanti (soumis) : *Mid-IR H<sub>2</sub> rotational lines in circumstellar disks.*, P.I. E. Habart

Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer

Cycle 5 Guest Investigator Proposal

## Probing the Evolution of Circumstellar Disks of Pre-Main Sequence Herbig Ae/Be Stars

Principal Investigator: Ms. Claire Martin  
Institution: Université de Provence  
Laboratoire d'Astrophysique de Marseille  
BP8, F-13376 Marseille Cedex 12  
Country: FRANCE  
Telephone: +33 (0) 4-91-05-59-41  
FAX: +33 (0) 4-91-66-18-55  
Electronic Mail: Claire.Martin@oamp.fr

NASA Proposal Number: 033  
Program Category: STANDARD  
Scientific Category: PLANETARY AND PROTOPLANETARY SYSTEMS  
Total Time: 94ksec  
Number of Objects: 6

### Abstract

Herbig Ae/Be stars (HAeBes) are pre-main sequence stars of intermediate mass. They are the likely precursors of the  $\beta$ -Pictoris and Vega-type stars, whose circumstellar debris disks are believed to host planetary bodies. At present, we do not know whether planets may form in every disk, or how long the planet formation process takes.

We propose to obtain FUSE spectra of a sample of HAeBes of known age whose spectral energy distributions present a low near-IR excess, which shows that most of the dust has been dissipated in the central part of the disk.

The analysis of H<sub>2</sub> lines in the FUSE spectra will allow us to quantify the gaseous content in the inner planet-forming regions of the disks around the stars and set limits on the timescale for planet building and dissipation of the circumstellar disks.



## EUROPEAN SOUTHERN OBSERVATORY

Organisation Européenne pour des Recherches Astronomiques dans l'Hémisphère Austral  
Europäische Organisation für astronomische Forschung in der südlichen Hemisphäre

VISITING ASTRONOMERS SECTION • Karl-Schwarzschild-Straße 2 • D-85748 Garching bei München • e-mail: [visas@eso.org](mailto:visas@eso.org) • Tel.: +49-89-32 00 64 73

### APPLICATION FOR OBSERVING TIME

PERIOD: **75A**

To be submitted only to: [proposal@eso.org](mailto:proposal@eso.org)

#### Important Notice:

By submitting this proposal, the PI takes full responsibility for the content of the proposal, in particular with regard to the names of COIs and the agreement to act according to the ESO policy and regulations, should observing time be granted

1. Title		Category: <b>C-4</b>	
Probing the Chemistry and the Evolution of the Circumstellar Environment of Herbig Ae/Be Stars			
2. Abstract			
<p>Herbig Ae/Be stars (HAeBes) are pre-main sequence stars of intermediate mass. They are the likely precursors of the <math>\beta</math>-Pictoris and Vega-type stars, whose circumstellar debris disks are believed to host planetary bodies. However, the nature and evolution of their circumstellar environment are still a subject of controversy.</p> <p>We propose to observe at high spectral resolution a sample of Herbig stars for which we have already measured the amount of circumstellar molecular hydrogen from FUSE data. The analysis of interstellar and/or circumstellar lines at optical wavelengths, especially CH and CH<sup>+</sup> lines, combined to our H<sub>2</sub> data, will allow us to explain the chemical mechanisms of formation/destruction and excitation of the different molecules in the circumstellar environment of HAeBes.</p>			
3. Run	Period	Instrument	Time
A	75	UVES	1h
Month	Moon	Seeing	Sky Trans.
Jul	n	n	CLR
Obs.Mode	v		
4. Number of nights/hours		Telescope(s)	
a) already awarded to this project:			
b) still required to complete this project:		UVES	
Amount of time		1h	
5. Special remarks. (e.g., indicate here if this is a ToO proposal applying for RRM)			
6. Principal Investigator: <b>C. Martin</b> (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, F, <a href="mailto:Claire.Martin@oamp.fr">Claire.Martin@oamp.fr</a> )			
Col(s): J.-C. Bouret (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, F), M. Deleuil (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, F)			
7. Is this proposal linked to a PhD thesis preparation? State role of PhD student in this project.			
Yes / C. Martin. Data important for PhD thesis and student will lead the project / mid-course			



# Annexe E

## Communications et autres publications

### Autres publications

Ces deux publications sont des articles auxquels j'ai collaboré et qui ne sont pas inclus dans le corps de la thèse. Ils traitent de l'analyse des signatures dues à l'activité stellaire dans les spectres *FUSE* de deux étoiles de Herbig HD100546 et HD163296.

- “*Evidence for wind and accretion in the Herbig Be star HD 100546 from FUSE observations*”. Deleuil M., Lecavelier des Etangs A., Bouret J.-C., Roberge A., Vidal-Madjar A., Martin C., Feldman P. D., & Ferlet, R. 2004, A&A, 418, 577
- “*New insights in the FUV into the activity of the Herbig Ae star HD163296*”. Deleuil M., Bouret J.-C., Catala C., Lecavelier des Etangs A., Vidal-Madjar A., Roberge A., Feldman P. D., Martin C., & Ferlet, R. 2005, A&A, 429, 247

### Communications, posters et proceedings

- 16-21 Juin 2003 : conférence sf2a, Bordeaux, France. Poster : *Far UV spectroscopy of the circumstellar environment of the Herbig Be stars HD 259431 and HD 250550*. sf2a.conf-2003, 599
- 30 Juin - 4 Juil. 2003. IAP Colloquium “Extra-solar planets : today and tomorrow”. Institut d’Astrophysique de Paris, France. Poster : *Far UV spectroscopy of the circumstellar environment of the Herbig Be stars HD 259431 and HD 250550*. ASPC, 321, 325.
- 13-17 Avr. 2004 : workshop on “Modeling the structure, chemistry and appearance of protoplanetary disks”, Ringberg Castle, Bavaria, Germany. Contribution orale : *Molecular Hydrogen in the Circumstellar Environment of Herbig Ae/Be Stars*. <http://www.mpia-hd.mpg.de/PSF/WorkshopRingbergApril04/>
- 2-6 Août 2004 : conférence “Astrophysics in the Far Ultraviolet ; Five Years of Discovery with FUSE”, Victoria, BC, Canada. Contribution orale : *Molecular Hydrogen in the Circumstellar Environment of Herbig Ae/Be Stars*.

- 17-18 Jan. 2005 : Atelier PCMI “Physico-chimie des disques protoplanétaires et couplage grain/gaz”, Marseille, France. Poster : *FUSE reveals warm gas towards HD141569A*. <http://www.lam.oamp.fr/claire/atpcmi/atelierPCMI.htm>

- 11 Fev. 2005 : Séminaire *Hydrogène moléculaire dans l’environnement circumstellaire des étoiles Ae/Be de Herbig.*, Centre de Recherche Astronomique de Lyon, France.

- 7-10 Mars 2005 : conférence “From Disks to Planets : new observations, models and theories.”, Pasadena, California, USA. Poster : *Excitation of Molecular Hydrogen in the Circumstellar Environment of Herbig Ae/Be stars*.

<http://msc.caltech.edu/conferences/2005/disks05/proceedings.html>

- 27 Juin - 1<sup>er</sup> Juil. 2005 : conférence sf2a, Strasbourg, France. Contribution orale : *Hydrogène moléculaire dans l’environnement circumstellaire des étoiles Ae/Be de Herbig.*

- 7 Juil. 2005 : Séminaire *Hydrogène moléculaire dans l’environnement circumstellaire des étoiles Ae/Be de Herbig.*, CEA/DAPNIA, Saclay, France.

# Bibliographie

- Abgrall, H., Roueff, E., & Drira, I. 2000, A&AS, 141, 297
- Abgrall, H., Roueff, E., Launay, F., Roncin, J. Y., & Subtil, J. L. 1993a, A&AS, 101, 273
- . 1993b, A&AS, 101, 323
- Acke, B., van den Ancker, M. E., & Dullemond, C. P. 2005, A&A, 436, 209
- Acke, B. & Waelkens, C. 2004, A&A, 427, 1009
- Adams, F. C., Hollenbach, D., Laughlin, G., & Gorti, U. 2004, ApJ, 611, 360
- Appenzeller, I. & Mundt, R. 1989, A&AR, 1, 291
- Artymowicz, P. 1988, ApJL, 335, L79
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., & Ménard, F. 1999, A&A, 350, L51
- . 2001, A&A, 365, 78
- Augereau, J. C. & Papaloizou, J. C. B. 2004, A&A, 414, 1153
- Babel, J. & Montmerle, T. 1997, ApJL, 485, L29+
- Backman, D. E. & Paresce, F. 1993, in Protostars and Planets III, 1253–1304
- Balakrishnan, N., Forrey, R. C., & Dalgarno, A. 1999, ApJ, 514, 520
- Barrado y Navascués, D., Stauffer, J. R., Song, I., & Caillault, J.-P. 1999, ApJL, 520, L123
- Bary, J. S., Weintraub, D. A., & Kastner, J. H. 2003, ApJ, 586, 1136
- Beckwith, S. V. W. 1999, in NATO ASIC Proc. 540 : The Origin of Stars and Planetary Systems, 579–+
- Bell, K. R. & Lin, D. N. C. 1994, ApJ, 427, 987
- Bertout, C., Robichon, N., & Arenou, F. 1999, A&A, 352, 574
- Beskrovnaya, N. G., Pogodin, M. A., Miroshnichenko, A. S., et al. 1999, A&A, 343, 163
- Beskrovnaya, N. G., Pogodin, M. A., Yudin, R. V., et al. 1998, A&AS, 127, 243

- Beust, H., Karmann, C., & Lagrange, A.-M. 2001, *A&A*, 366, 945
- Beust, H., Lagrange, A.-M., Crawford, I. A., et al. 1998, *A&A*, 338, 1015
- Beust, H., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., & Lagrange-Henri, A. M. 1991, *A&A*, 241, 488
- Bibo, E. A., The, P. S., & Dawanas, D. N. 1992, *A&A*, 260, 293
- Black, J. H. 1987, in *ASSL Vol. 134 : Interstellar Processes*, 731–744
- Blake, G. A. & Boogert, A. C. A. 2004, *ApJL*, 606, L73
- Blondel, P. F. C. & Djie, H. R. E. T. A. 1994, in *ASP Conf. Ser. 62 : The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, 211–+
- Boehm, T., Catala, C., Donati, J.-F., et al. 1996, *A&AS*, 120, 431
- Bohlin, R. C. 1975, *ApJ*, 200, 402
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
- Böhm, T. & Catala, C. 1993, *A&AS*, 101, 629
- . 1994, *A&A*, 290, 167
- . 1995, *A&A*, 301, 155
- Boissé, P., Le Petit, F., Rollinde, E., et al. 2005, *A&A*, 429, 509
- Bouret, J.-C. & Catala, C. 1998, *A&A*, 340, 163
- . 2000, *A&A*, 359, 1011
- Bouret, J.-C., Catala, C., & Simon, T. 1997, *A&A*, 328, 606
- Bouret, J.-C., Deleuil, M., Lanz, T., et al. 2002, *A&A*, 390, 1049
- Bouret, J.-C., Martin, C., Deleuil, M., Simon, T., & Catala, C. 2003, *A&A*, 410, 175
- Bouvier, J., Grankin, K. N., Alencar, S. H. P., et al. 2003, *A&A*, 409, 169
- Bouwman, J., de Koter, A., Dominik, C., & Waters, L. B. F. M. 2003, *A&A*, 401, 577
- Bouwman, J., de Koter, A., van den Ancker, M. E., & Waters, L. B. F. M. 2000, *A&A*, 360, 213
- Bouwman, J., Meeus, G., de Koter, A., et al. 2001, *A&A*, 375, 950
- Bransden & Joachim. 1983, *Physics of atoms and molecules*
- Brittain, S. D. & Rettig, T. W. 2002, *Nature*, 418, 57
- Brittain, S. D., Rettig, T. W., Simon, T., et al. 2003, *ApJ*, 588, 535



- Brown, J. M., Hougen, J. T., Huber, K.-P., et al. 1975, *Journal of Molecular Spectroscopy*, 55, 500
- Browning, M. K., Tumlinson, J., & Shull, J. M. 2003, *ApJ*, 582, 810
- Burgh, E. B., McCandliss, S. R., & Feldman, P. D. 2002, *ApJ*, 575, 240
- Canto, J., Rodriguez, L. F., Calvet, N., & Levreault, R. M. 1984, *ApJ*, 282, 631
- Carpenter, J. M., Hillenbrand, L. A., & Skrutskie, M. F. 2001, *AJ*, 121, 3160
- Catala, C., Bohm, T., Donati, J.-F., & Semel, M. 1993, *A&A*, 278, 187
- Catala, C., Donati, J. F., Böhm, T., et al. 1999, *A&A*, 345, 884
- Catala, C. & Kunasz, P. B. 1987, *A&A*, 174, 158
- Catala, C., Praderie, F., & Kunasz, P. B. 1984, *A&A*, 134, 402
- Catala, C., Simon, T., Praderie, F., et al. 1989, *A&A*, 221, 273
- Catala, C. & Talavera, A. 1984, *A&A*, 140, 421
- Cha, A. N. & Sembach, K. R. 2000, *ApJS*, 126, 399
- Chen, C. H. & Kamp, I. 2004, *ApJ*, 602, 985
- Chen, C. H., Sloan, G. C., Keller, L. D., et al. 2004, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 205,
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, *ApJ*, 490, 368
- Chieze, J.-P., Pineau des Forets, G., & Flower, D. R. 1998, *MNRAS*, 295, 672
- Chini, R., Kämpgen, K., Reipurth, B., et al. 2003, *A&A*, 409, 235
- Cidale, L., Zorec, J., & Tringaniello, L. 2001, *A&A*, 368, 160
- Clampin, M., Krist, J. E., Ardila, D. R., et al. 2003, *AJ*, 126, 385
- Cohen-Tannoudji, C., Dui, B., & Laloe, F. 1973, *Mecanique quantique*, tomes 1 et 2 (Collection Enseignement des Sciences, Paris : Herman, 1973)
- Corcoran, M. & Ray, T. P. 1997, *A&A*, 321, 189
- . 1998, *A&A*, 331, 147
- Crifo, F., Vidal-Madjar, A., Lallement, R., Ferlet, R., & Gerbaldi, M. 1997, *A&A*, 320, L29
- Deleuil, M., Bouret, J.-C., Catala, C., et al. 2005, *A&A*, 429, 247
- Deleuil, M., Bouret, J.-C., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2001, *ApJL*, 557, L67

- Deleuil, M., Gry, C., Lagrange-Henri, A.-M., et al. 1993, *A&A*, 267, 187
- Deleuil, M., Lecavelier des Etangs, A., Bouret, J.-C., et al. 2004, *A&A*, 418, 577
- Dent, W. R. F., Greaves, J. S., & Coulson, I. M. 2005, *MNRAS*, 359, 663
- Devine, D., Grady, C. A., Kimble, R. A., et al. 2000, *ApJL*, 542, L115
- Dominik, C., Dullemond, C. P., Waters, L. B. F. M., & Walch, S. 2003, *A&A*, 398, 607
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Draine, B. T. & McKee, C. F. 1993, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 31, 373
- Dullemond, C. P. 2002, *A&A*, 395, 853
- Dullemond, C. P. 2005, in <http://msc.caltech.edu/conferences/2005/disks05/proceedings.html>
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, *ApJ*, 560, 957
- Dunkin, S. K., Barlow, M. J., & Ryan, S. G. 1997, *MNRAS*, 286, 604
- Dutrey, A. & Guilloteau, S. 2004, *Astrophysics and Space Science*, 292, 407
- Eiroa, C., Oudmaijer, R. D., Davies, J. K., et al. 2002, *A&A*, 384, 1038
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Akeson, R. L., Hillenbrand, L. A., & Sargent, A. I. 2003, *ApJ*, 588, 360
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2004, *ApJ*, 613, 1049
- Elmegreen, B. G. & Lada, C. J. 1977, *ApJ*, 214, 725
- Falgarone, E., Verstraete, L., Pineau Des Forêts, G., & Hily-Blant, P. 2005, *A&A*, 433, 997
- Federman, S. R. 1982, *ApJ*, 257, 125
- Feldman, P. D., Murphy, E. M., Moos, H. W., & FUSE Team. 1999, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 31, 1374
- Feldman, P. D., Sahnou, D. J., Kruk, J. W., Murphy, E. M., & Moos, H. W. 2001, *J. Geophys. Res.*, 106, 8119
- Finkenzeller, U. 1985, *A&A*, 151, 340
- Finkenzeller, U. & Jankovics, I. 1984, *A&AS*, 57, 285
- Finkenzeller, U. & Mundt, R. 1984, *A&AS*, 55, 109
- Friedemann, C., Reimann, H.-G., & Guertler, J. 1992, *A&A*, 255, 246

- Frisch, P. C. 1987, *ApJS*, 65, 313
- Gerbaldi, M., Faraggiana, R., Burnage, R., et al. 1999, *A&AS*, 137, 273
- Gilliland, R. L. 1986, *ApJ*, 300, 339
- Goto, M., Geballe, T. R., McCall, B. J., et al. 2005, *ApJ*, 629, 865
- Grady, C., Woodgate B., Torres C.A.O., et al. 2004, *ApJ*, 608, 809
- Grady, C. A., Devine, D., Woodgate, B., et al. 2000, *ApJ*, 544, 895
- Grady, C. A., Perez, M. R., Talavera, A., et al. 1996, *A&AS*, 120, 157
- Grady, C. A., Perez, M. R., & The, P. S. 1993, *A&A*, 274, 847
- Grady, C. A., Polonski, E. F., Henning, T., et al. 2001, *AJ*, 122, 3396
- Grady, C. A., Sitko, M. L., Bjorkman, K. S., et al. 1997, *ApJ*, 483, 449
- Grady, C. A., Woodgate, B., Bruhweiler, F. C., et al. 1999, *ApJL*, 523, L151
- Greaves, J. S., Mannings, V., & Holland, W. S. 2000, *Icarus*, 143, 155
- Gredel, R. 1997, *A&A*, 320, 929
- Grevesse, N. & Sauval, A. J. 1998, *Space Science Reviews*, 85, 161
- Grinin, V., Natta, A., & Tambovtseva, L. 1996, *A&A*, 313, 857
- Gry, C., Boulanger, F., Nehmé, C., et al. 2002, *A&A*, 391, 675
- Hébrard, G., Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., et al. 2002, *ApJS*, 140, 103
- Habart, E., Boulanger, F., Verstraete, L., Walmsley, C. M., & Pineau des Forêts, G. 2004a, *A&A*, 414, 531
- Habart, E., Natta, A., & Krügel, E. 2004b, *A&A*, 427, 179
- Hamaguchi, K., Yamauchi, S., & Koyama, K. 2005, *ApJ*, 618, 360
- Hamann, F. 1994, *ApJS*, 93, 485
- Hamann, F. & Persson, S. E. 1992, *ApJ*, 394, 628
- Hayashi, M. 1965, *Publications of the ASJ*, 17, 177
- Henning, T., Burkert, A., Launhardt, R., Leinert, C., & Stecklum, B. 1998, *A&A*, 336, 565
- Herbig, G. H. 1960, *ApJS*, 4, 337
- Herbst, W. 1975, *AJ*, 80, 683

- Herbst, W. 1994, in ASP Conf. Ser. 62 : The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars, 35–+
- Herczeg, G. J., Linsky, J. L., Brown, A., Harper, G. M., & Wilkinson, E. 2003, in The Future of Cool-Star Astrophysics : 12th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun (2001 July 30 - August 3), eds. A. Brown, G.M. Harper, and T.R. Ayres, (University of Colorado), 2003, p. 717-722., 717–722
- Hernández, J., Calvet, N., Briceño, C., Hartmann, L., & Berlind, P. 2004, AJ, 127, 1682
- Hillenbrand, L. A. 1995, Ph.D. Thesis
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J., & Keene, J. 1992, ApJ, 397, 613
- Hobbs, L. M., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R., Albert, C. E., & Gry, C. 1985, ApJL, 293, L29
- Hollenbach, D., Johnstone, D., Lizano, S., & Shu, F. 1994, ApJ, 428, 654
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1997, Annual Review of Astron and Astrophys, 35, 179
- Hollenbach, D. J., Yorke, H. W., & Johnstone, D. 2000, Protostars and Planets IV, 401
- Holweber, H., Hempel, M., & Kamp, I. 1999, A&A, 350, 603
- Hu, J. Y., Blondel, P. F. C., The, P. S., et al. 1991, A&A, 248, 150
- Hu, J. Y., The, P. S., & de Winter, D. 1989, A&A, 208, 213
- Hurwitz, M., Bowyer, S., Bristol, R., et al. 1998, ApJL, 500, L1+
- Iben, I. J. 1965, ApJ, 141, 993
- Johnstone, D., Matsuyama, I., McCarthy, I. G., & Font, A. S. 2004, in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, 38–41
- Jura, M. 1991, ApJL, 383, L79+
- Jura, M., Ghez, A. M., White, R. J., et al. 1995, ApJ, 445, 451
- Juvela, M., Mattila, K., Lehtinen, K., et al. 2002, A&A, 382, 583
- Kalas, P. & Jewitt, D. 1995, AJ, 110, 794
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1987, ApJ, 323, 714
- Knacke, R. F., Strom, K. M., Strom, S. E., Young, E., & Kunkel, W. 1973, ApJ, 179, 847
- Kondo, Y. & Bruhweiler, F. C. 1985, ApJL, 291, L1
- Kurtz, D. W. & Marang, F. 1995, MNRAS, 276, 191

- Lada, C. J. 1985, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 23, 267
- Lada, C. J. & Adams, F. C. 1992, *ApJ*, 393, 278
- Lagrange, A.-M., Backman, D. E., & Artymowicz, P. 2000, *Protostars and Planets IV*, 639
- Lagrange, A. M., Vidal-Madjar, A., Deleuil, M., et al. 1995, *A&A*, 296, 499
- Lagrange-Henri, A. M., Vidal-Madjar, A., & Ferlet, R. 1988, *A&A*, 190, 275
- Le Petit, F. 2002, PhD thesis, Universite de Paris 7
- Lecavelier des Etangs, A., Deleuil, M., Vidal-Madjar, A., et al. 2003, *A&A*, 407, 935
- Lecavelier des Etangs, A., Gopal-Krishna, & Durret, F. 2004, *A&A*, 421, 503
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Roberge, A., et al. 2001, *Nature*, 412, 706
- Leinert, C., Haas, M., Ábrahám, P., & Richichi, A. 2001, *A&A*, 375, 927
- Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., Hébrard, G., et al. 2002, *ApJS*, 140, 67
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. 1980, *MNRAS*, 191, 37
- Liseau, R. 1999, *A&A*, 348, 133
- M., H., Robrade J., & Ness J.-U. and Schmitt J.H.M.M. 2005, *A&A*, 440, 727
- Malfait, K., Bogaert, E., & Waelkens, C. 1998, *A&A*, 331, 211
- Mannings, V. & Sargent, A. I. 1997, *ApJ*, 490, 792
- . 2000, *ApJ*, 529, 391
- Martin, C., Bouret, J.-C., Deleuil, M., Simon, T., & Catala, C. 2004, *A&A*, 416, L5
- Martin-Zaïdi, C., Deleuil, M., Bouret, J.-C., & al. 2005, *A&A*, in preparation
- Martin-Zaïdi, C., Deleuil, M., Simon, T., et al. 2005, *A&A*, 440, 921
- Mathis, J. S. & Wallenhorst, S. G. 1981, *ApJ*, 244, 483
- Mattila, K. 1986, *A&A*, 160, 157
- Meeus, G., Bouwman, J., Dominik, C., Waters, L. B. F. M., & de Koter, A. 2002, *A&A*, 392, 1039
- Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., et al. 2001, *A&A*, 365, 476
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P., & Traub, W. A. 2001, *ApJ*, 546, 358
- Miroshnichenko, A., Ivezić, Ž., Vinković, D., & Elitzur, M. 1999, *ApJL*, 520, L115

- Miroshnichenko, A. S., Levato, H., Bjorkman, K. S., & Grosso, M. 2001, *A&A*, 371, 600
- Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., Billmeier, R., et al. 2005, *ApJ*, 624, 832
- Moos, H. W., Cash, W. C., Cowie, L. L., et al. 2000, *ApJL*, 538, L1
- Mora, A., Merín, B., Solano, E., et al. 2001, *A&A*, 378, 116
- Morton, D. C. 1991, *ApJS*, 77, 119
- . 2000, *ApJS*, 130, 403
- Mouillet, D., Lagrange, A. M., Augereau, J. C., & Ménard, F. 2001, *A&A*, 372, L61
- Natta, A., Grinin, V., & Mannings, V. 2000, *Protostars and Planets IV*, 559
- Natta, A., Prusti, T., Neri, R., et al. 2001, *A&A*, 371, 186
- Palla, F. & Stahler, S. W. 1993, *ApJ*, 418, 414
- . 1999, *ApJ*, 525, 772
- Pantin, E., Bouwman, J., & Lagage, P. O. 2004, *astro-ph/0403470*
- Pantin, E., Waelkens, C., & Lagage, P. O. 2000, *A&A*, 361, L9
- Penprase, B. E. 1993, *ApJS*, 88, 433
- Piétu, V., Dutrey, A., & Kahane, C. 2003, *A&A*, 398, 565
- Piétu, V., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2005, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Pogodin, M. 1995, *Astrophysics and Space Science*, 224, 539
- Pogodin, M. A. 1994, *A&A*, 282, 141
- Polomski, E. F., Telesco, C. M., Piña, R., & Schulz, B. 2002, *AJ*, 124, 2207
- Prusti, T., Natta, A., & Palla, F. 1994, *A&A*, 292, 593
- Rachford, B. L., Snow, T. P., Tumlinson, J., et al. 2002, *ApJ*, 577, 221
- Richter, M. J., Jaffe, D. T., Blake, G. A., & Lacy, J. H. 2002, *ApJL*, 572, L161
- Roberge, A., Lecavelier des Etangs, A., Grady, C. A., et al. 2001, *ApJL*, 551, L97
- Royer, F., Grenier, S., Baylac, M.-O., Gómez, A. E., & Zorec, J. 2002, *A&A*, 393, 897
- Sahnow, D. J., Moos, H. W., Ake, T. B., et al. 2000, *ApJL*, 538, L7
- Sahu, M. S., Blades, J. C., He, L., et al. 1998, *ApJ*, 504, 522
- Shevchenko, V. S., Ezhkova, O., Tjin A Djie, H. R. E., et al. 1997, *A&AS*, 124, 33
- Shull, J. M. & Beckwith, S. 1982, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 20, 163

- Siebenmorgen, R., Prusti, T., Natta, A., & Müller, T. G. 2000, *A&A*, 361, 258
- Sitko, M. L. 1981, *ApJ*, 247, 1024
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- . 1987, *Bulletin of the AAS*, 19, 829
- Snow, T. P. & Witt, A. 1989, *ApJ*, 342, 295
- Somerville, W. B. & Smith, C. A. 1989, *MNRAS*, 238, 559
- Spitzer, L. J. & Cochran, W. D. 1973, *ApJL*, 186, L23+
- Strömgren, B. 1939, *ApJ*, 89, 526
- Takeuchi, T., Clarke, C. J., & Lin, D. N. C. 2005, *ApJ*, 627, 286
- Telesco, C. M., Fisher, R. S., Piña, R. K., et al. 2000, *ApJ*, 530, 329
- Testi, L., Palla, F., & Natta, A. 1999, *A&A*, 342, 515
- Thé, P. S., Cuypers, H., Tjin A Djie, H. R. E., & Felenbok, P. 1985, *A&A*, 149, 429
- Thé, P. S., de Winter, D., & Perez, M. R. 1994, *A&AS*, 104, 315
- Thé, P. S., Tjin, H. R. E., Steenman, H., & Wesselius, P. R. 1986, *A&A*, 155, 347
- Thi, W. F., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., et al. 2001, *ApJ*, 561, 1074
- Torres, G., Guenther, E. W., Marschall, L. A., et al. 2003, *AJ*, 125, 825
- Tovmassian, H. M., Navarro, S. G., Tovmassian, G. H., & Corral, L. J. 1997, *AJ*, 113, 1888
- Valenti, J. A., Johns-Krull, C. M., & Linsky, J. L. 2000, *ApJS*, 129, 399
- van Boekel, R., Min, M., Waters, L. B. F. M., et al. 2005, *A&A*, 437, 189
- van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., Dominik, C., et al. 2004, *A&A*, 418, 177
- van den Ancker, M. E., Bouwman, J., Wesselius, P. R., et al. 2000, *A&A*, 357, 325
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
- van den Ancker, M. E., Thé, P. S., Feinstein, A., et al. 1997a, *A&AS*, 123, 63
- van den Ancker, M. E., The, P. S., Tjin A Djie, H. R. E., et al. 1997b, *A&A*, 324, L33
- Van Dishoeck, E.F. 1992, in *Infrared Astronomy with ISO*, ed. Encrenaz, Th., and Kessler, M.F. (Nova Science Publisher), 283
- Vidal-Madjar, A., Lagrange-Henri, A.-M., Feldman, P. D., et al. 1994, *A&A*, 290, 245

- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., & Ferlet, R. 1998, *Planet. Space Sci.*, 46, 629
- Vieira, S. L. A., Corradi, W. J. B., Alencar, S. H. P., et al. 2003, *AJ*, 126, 2971
- Vieira, S. L. A., Pogodin, M. A., & Franco, G. A. P. 1999, *A&A*, 345, 559
- Vink, J. S., Drew, J. E., Harries, T. J., & Oudmaijer, R. D. 2002, *MNRAS*, 337, 356
- Vinković, D., Ivezić, Ž., Miroshnichenko, A. S., & Elitzur, M. 2003, *MNRAS*, 346, 1151
- Vinković, D., Ivezić, Z., Jurkic, T., & Elitzur, M. 2005, in <http://msc.caltech.edu/conferences/2005/disks05/proceedings.html>
- Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., de Graauw, M. S., et al. 1996, *A&A*, 315, L245
- Wahhaj, Z., Koerner, D. W., Backman, D. E., et al. 2005, *ApJ*, 618, 385
- Waters, L. B. F. M. & Waelkens, C. 1998, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 36, 233
- Weinberger, A. J., Becklin, E. E., Schneider, G., et al. 1999, *ApJL*, 525, L53
- Welty, D. E., Hobbs, L. M., Lauroesch, J. T., et al. 1999, *ApJS*, 124, 465
- Witt, A. N., Stecher, T. P., Boroson, T. A., & Bohlin, R. C. 1989, *ApJL*, 336, L21
- Wolniewicz, L., Simbotin, I., & Dalgarno, A. 1998, *ApJS*, 115, 293
- Zuckerman, B. & Becklin, E. E. 1993, *ApJ*, 414, 793
- Zuckerman, B., Kim, S. S., & Liu, T. 1995, *ApJL*, 446, L79+